



**TÜMLEŞİK OPTİKTE PARİTE-ZAMAN SİMETRİSİ
UYGULAMALARI**

Sercan KESKİNDEN



T.C.
BURSA ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

Tümleşik Optikte Parite-Zaman Simetrisi Uygulamaları

Sercan Keskinden
0000-0001-6494-368X

Prof. Dr. Atilla Aydın
(Danışman)

YÜKSEK LİSANS TEZİ
OPTİK VE FOTONİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

BURSA – 2020

TEZ ONAYI

Sercan Keskinden tarafından hazırlanan "Tümleşik Optikte Parite-Zaman Simetrisi Uygulamaları" adlı tez çalışması aşağıdaki jüri tarafından oy birliği ile Bursa Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Optik ve Fotonik Mühendisliği Anabilim Dalı'nda **YÜKSEK LİSANS** olarak kabul edilmiştir.

Danışman : Prof. Dr. Atilla Aydınli

Başkan :

Prof. Dr. Feridun AY
Orcid ID: 000-0003-2255-1156
Eskişehir Üniversitesi,
Mühendislik Fakültesi,
Elektromanyetik alanlar ve mikrodalga
teknigi A.B.D

İmza



U.Ü

Üye :

Prof. Dr. Atilla AYDINLI
Orcid ID: 0000-0001-5952-5993
Bursa Uludağ Üniversitesi
Mühendislik Fakültesi
Optik ve Fotonik Mühendisliği A.B.D

İmza



Üye

: Dr. Öğr. Üyesi Umut AYDEMİR
Orcid ID: 0000-0001-5396-4610
Bursa Uludağ Üniversitesi,
Mühendislik Fakültesi,
Elektronik A.B.D

İmza



Yukarıdaki sonucu onaylıyorum

Prof. Dr. Hüseyin Akşel EREN
Enstitü Müdürü

...

Fen Bilimleri Enstitüsü, tez yazım kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmada;

- tez içindeki bütün bilgi ve belgeleri akademik kurallar çerçevesinde elde ettiğimi,
- görsel, işitsel ve yazılı tüm bilgi ve sonuçları bilimsel ahlak kurallarına uygun olarak sunduğumu,
- başkalarının eserlerinden yararlanılması durumunda ilgili eserlere bilimsel normlara uygun olarak atıfta bulunduğumu,
- atıfta bulunduğum eserlerin tümünü kaynak olarak gösterdiğimi,
- kullanılan verilerde herhangi bir tahrifat yapmadığımı,
- ve bu tezin herhangi bir bölümünü bu üniversite veya başka bir üniversitede başka bir tez çalışması olarak sunmadığımı

beyan ederim.

19/04/2020

Sercan KESKİNDEN

ÖZET

Yüksek Lisans

TÜMLEŞİK OPTİKTE PARİTE-ZAMAN SİMETRİSİ UYGULAMALARI

SERCAN KESKİNDEN

Bursa Uludağ Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Optik ve Fotonik Mühendisliği Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Atilla Aydınlı

Optik dalga kılavuzlarında farklı dereceden enine kipler ayırmak veya birleştirmek tümleşik optiğin araştırma alanlarından biridir. Enine kiplerin ayrılması için farklı geometrik yapıya sahip çeşitli pasif dalga kılavuzu birleştirici tasarımları yapılmaktadır. Son zamanlarda, PZ simetrisi kavramının optikte uygulanması, farklı tümleşik optik aygıtların tasarımına olanak sağlamaktadır. Bu kavram ilk önce kuantum fiziğinde incelenmiştir. Bu çalışmalarda $V(x) = V^*(-x)$ koşulunu sağlayan potansiyellerin, Hermisyen sistemlerde olduğu gibi gerçek özdeğerler alabileceği gösterilmiştir. Daha sonra Schrödinger denklemi ile EM dalga denklemi arasındaki benzerlikten yararlanılarak, kompleks kırılma indisi dağılımında $n(\mathbf{r}) = n_R(\mathbf{r}) + in_I(\mathbf{r})$, $n(\mathbf{r}) = n^*(-\mathbf{r})$ şartının sağlanması halinde PZ simetrisinin elde edilebileceği gösterilmiştir. Öte yandan, süperörgü ve kuvantum kuyuları kullanarak kızılötesi ve terahertz bölgesini de kapsayan ışık kaynağı olarak geliştirilmekte olan kuvantum çağılayan lazerler son yıllarda önemli gelişmelere sahne olmuştur. Bu çalışmada kuvantum çağılayan lazerlerde PZ simetri uygulaması incelenmiştir.. Kazanç ve kayıp parametrelerinin modülasyonu ile enine kiplerin eşleşme katsayılarını değiştirerek PZ simetrik kuvantum çağılayan lazerlerde yönlü çiftleyicilerde enine kiplerin ayrıştırılması sağlanmıştır. Geliştirilen tasarım, sonlu fark öz kip çözücü ve sonlu fark ışın yayılımı yöntemi ile simüle edilmiştir. Önce kuvantum çağılayan lazerlerde öz kip çözücü yöntemi kullanılarak enine kiplerin özellikleri elde edilmiş sonrasında enine kiplerin ayrıştırılması için uygun kazanç ve kayıp değerleri hesaplanmıştır. Daha sonra belirlenen kazanç ve kayıp ortamına sahip çiftleyici sonlu farklar ışın ilerleme yöntemi ile simüle edilerek uygun kazanç ve kayıp değerleri altında TE_0 ve TE_1 kiplerinin ayrılabilceği gösterilmiştir.

Anahtar Kelimeler: Kuantum çağılayan lazerler, Parite zaman simetrisi, fotonik aygıtlar, kip ayırıcı

2020, iv + 78 sayfa.

ABSTRACT

MSc Thesis

PARITY TIME SYMMETRY APPLICATIONS IN INTEGRATED OPTICS

SERCAN KESKINDEN

Bursa Uludağ University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Optics and Photonics Engineering

Supervisor: Prof. Dr. Atilla Aydınlı

Separating and combining different transverse modes in optical waveguides is one of the research areas in integrated optics. Various passive waveguide coupler designs with different geometrical structure are made for separation of transverse modes. Recently, implementation of PT-symmetry potentials with an analogy in optics lead to design of different integrated optical devices. This concept firstly studied in quantum physics. It was stated that potentials satisfying $V(x) = V^*(-x)$ condition, could get real eigenvalues like hermitian systems. Thereafter it is noticed that utilizing from similarity between Schrödinger equation and wave equation, PT symmetry can be established provided that the complex refractive index distribution $n(\mathbf{r}) = n_R(\mathbf{r}) + in_I(\mathbf{r})$ obeys $n(\mathbf{r}) = n^*(-\mathbf{r})$. In this work, we study the implementation of PT-symmetry in quantum cascade lasers. Taking the advantage of this concept by changing coupling coefficients of transverse modes with modulation of gain and loss parameters, we designed a transverse mode splitter in coupled PT-symmetric quantum cascade lasers. Our design is simulated by finite difference eigenmode solver (FDE) and finite difference beam propagation (FD-BPM) method. First, using FDE solver properties of transverse modes in quantum cascade lasers are determined and proper gain and loss values for separating of transverse modes are calculated. Afterwards, designed coupler with gain and loss medium is simulated by FD-BPM method and at the end of work showed that under appropriate gain and loss values TE_0 and TE_1 modes can be separated.

Key words: Quantum cascade lasers, parity time symmetry, photonic devices, mode splitter

2020, iv + 78 pages.

ÖNSÖZ VE/VEYA TEŞEKKÜR

Yüksek lisans tezim boyunca bilgi ve tecrübesiyle beni yönlendiren, başarıya ulaşabilmem için hiçbir zaman desteğini esirgemeyen, bilimsel araştırma ruhunu kazanmamda büyük katkıları olan, hem eğitim hem meslek hayatımda kullanacağım engin bilgileri edinmemde bana katkı sağlayan değerli danışman hocam Prof. Dr. Atilla AYDINLI'ya teşekkürü borç bilirim.

Ayrıca her zaman yanımda olan ve desteğini hiç esirgemeyen, öğrencilik hayatım boyunca başarılı olmamda sonsuz katkıları bulunan canımdan çok sevdiğim değerli aileme teşekkürlerimi sunarım.

Sercan Keskinden
19/04/2020

İÇİNDEKİLER

ÖZET	1
ABSTRACT	2
ÖNSÖZ VE/VEYA TEŞEKKÜR.....	3
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ	5
ŞEKİLLER DİZİNİ	9
ÇİZELGELER DİZİNİ	11
1.GİRİŞ.....	12
2. KURAMSAL TEMELLER ve KAYNAK ARAŞTIRMASI.....	17
2.1 Schrödinger Denklemi ve Parite-Zaman Simetrisi	17
2.2 Tümlleşik Optikte Kip Çiftlenme Kuramı (KÇK)	22
2.2.1. Yönsel çiftleyiciler ve süper kipler	28
2.2.2. PZ simetrik yönsel çiftleyiciler	31
2.3 Kuantum Çağlayan Lazerler	37
3. MATERYAL VE YÖNTEMLER	41
3.1 Frekans Alanında Sonlu Farklar Yöntemiyle Öz Kip Çözücü	41
3.2. Sonlu Farklar Yöntemi İle Işın Yayılması.....	47
3.2.1 Skaler ve paraksial BPM	48
3.2.2. Nümerik çözümler ve sınır şartları.....	49
3.2.3. Polarizasyonun BPM metoduna dahil edilmesi	50
4. BULGULAR VE TARTIŞMA.....	52
4.1 KÇ Lazer Dalga Kılavuzlarında Enine Kipler.....	55
4.1.1 KÇ lazer dalga kılavuzları ile PZ simetrik çiftleyici tasarımı	56
4.2 KÇ Lazer Dalga Kılavuzlarında Kip Ayırıcı Tasarımı	59
4.3 Kip Ayırıcı Tasarımının Sonlu Farklar Işın İlerleme Metodu İle Doğrulanması	63
5. SONUÇ.....	66
KAYNAKLAR.....	69
ÖZGEÇMİŞ.....	73

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler	Açıklama
$a_{1,2}$	Enine kiplerin genlikleri
A_{ij}	Kompleks diferansiyel operatör
β	İlerleme sabiti
E	Bir kuantum sisteminin enerji öz değerleri
E_x, E_y, E_z	Elektrik alan bileşenleri
ε_0	Boşluğun elektriksel geçirgenliği
$\varepsilon(x)$	Ortamın konuma bağlı dielektrik sabiti
H_x, H_y, H_z	Manyetik alan bileşenleri
$\hbar$	İndirgenmiş Planck sabiti
$\hat{\mathcal{H}}$	Hamiltonyen işlemcisi
κ	Eşleşme kat sayısı
$\bar{k}$	ortalama faz değişimini

L_c	Eşleşme uzunluğu
l_c^{FU}	Faz uyumlu yönlü çiftleyicide kiplerin eşleşme uzunluğu
L_{c_T}	PZ simetrik yönlü çiftleyicide toplam eşleşme uzunluğu
$L_{c_{L \rightarrow G}}$	Kayıp kolundan kazanç koluna olan eşleşme uzunluğu
$L_{c_{G \rightarrow L}}$	Kazanç kolundan kayıp koluna olan eşleşme uzunluğu
m	Kütle
n^*	Kırılma indisinin kompleks eşleniği
$n(x)$	Konuma bağlı kırılma indisi
$\hat{P}$	Parite işlemcisi
$P(z)$	Bir dalga kılavuzunda z konumundaki toplam güç
$\hat{T}$	Zaman işlemcisi
t	Zaman
u_i^n	Enine kesitteki bir noktasında ve düzlemdeki bir alan
V	Potansiyel enerji

ω	Açısal frekans
x	Konum
φ	Elektrik alan genliği
μ_0	Boşluğun manyetik geçirgenliği
ψ	Dalga fonksiyonu
∇	Rotasyonel
$\xi(x, y)$	Süper kiplerin alan deseni
θ	Faz uyumsuzluğu faktörü
γ	Kayıp-kazanç sabiti
$\phi(x, y, z)$	Elektrik alan genliği

Kısaltmalar**Açıklama**

KÇ lazer

Kuantum çağlayan lazer

KÇK

Kip çiftlenme kuramı

FU

Faz uyumu

BPM

Beam Propagation Method

FDTD

Finite Difference Method

FEM

Finite Element Method

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. PZ simetrisi gösteren bir ortamın kırılma indisinin dağılımı	22
Şekil 2.2. Aralarında sonlu mesafe bulunan iki dalga kılavuzundan birindeki sönümlenen dalganın diğer dalga kılavuzunun çekirdeği ile örtüşmesi sonucunda ışın eşleşmesi gerçekleşir.	23
Şekil 2.3. Eş yönlü bağlaşıklık dalga kılavuzlarında (a) faz uyumsuzluğu $\delta \neq 0$ ve (b) faz uyumluluğu (FU) $\delta = 0$ şartı sağlanan durumlar için kılavuzlar arasındaki güç aktarımının konuma bağlı değişimini göstermektedir (Liu J., 2005)	28
Şekil 2.4. (a) iki dalga kılavuzundan oluşan bir yönsel çiftleyicinin şematik gösterimi. (b) aynı alttaşı üzerinde oluşturulmuş yönsel çiftleyicinin kesitindeki kırılma indisi dağılımı	29
Şekil 2.5. Faz uyumlu bir yönsel çiftleyicide ilerleme yönünde <i>lcFU</i> boyunca tek ve çift kiplerin şiddet dağılımlarının değişimi (Liu J., 2005)	31
Şekil 2.6. PZ simetrik yönsel çiftleyici ve indeks dağılımı. Mavi ve kırmızı bölgeler lazerin aktif bölgelerini temsil etmektedir ve ortamda bulunan kayıp ve kazancı temsil eder.....	33
Şekil 2.7. PT simetrik bir çiftleyicide öz değerlerin ve öz vektörlerin kayıp kazanç sabitine göre değişimi. (Christodoulides D. N. ve Miri M., 2014).....	34
Şekil 2.8. PZ simetrik bir çiftleyicide kayıp kazanç sabitinin sıfır olduğu (a) durum ile 1.5k olduğu (b) durum için ışığın ilerleme yönündeki şiddet değişimi. Kayıp ve kazançların bulunduğu ortamda ışık, çiftleyicinin kolları arasında asimetric olarak yayılmaktadır.	36
Şekil 2.9. Kuantum kuyusundaki bir elektronun foton yayma süreci. Kuantum kuyusunda bir enerji seviyesinde bulunan foton daha düşük bir enerji seviyesine geçerek foton yayar	38
Şekil 2.10. 2 fonon boşaltmalı ısıtma sistemi.....	38
Şekil 2.11. KÇ lazerlerde iletim bandı ve 3 seviyeli geçiş sistemi (Faist, 1994)	39
Şekil 2.12. Üretim aşaması tamamlanmış KÇ lazerin şematik gösterimi.....	40
Şekil 4.1. (a) Lumerical ara yüzü ve (b) Öz kip çözme aracı	52
Şekil 4.2. (a) Rsoft arayüzü ve (b) Beamprop aracı simülasyon ayarları ve simülasyon sonuç penceresi.....	53
Şekil 4.3. (a) Başlatma düzenleyicisi (launch editor) ile ışın ilerleme metodundaki başlangıç koşulları belirlenir. (b) Kullanılacak monitör şekli seçilir. Aygıt üzerinde belirlenen bölgelerde monitörler aracılığı ile Gauss dağılımındaki güç, toplam güç gibi değerler elde edilir	54
Şekil 4.4. KÇ lazer dalga kılavuzunun indis dağılımı	55
Şekil 4.5. Farklı kılavuz genişliklerinde desteklenen TE kip desenleri. Kılavuz genişliği artırıldıkça yüksek dereceden kilerin kılavuzlandığı görülmektedir. 7 μm 'de tek kipli çalışan KÇ lazerde 9.5 μm genişlikte TE ₀ ve TE ₁ , 13.5 μm genişlikte ise TE ₀ , TE ₁ ve TE ₂ kipleri kılavuzlanmaktadır.....	56
Şekil 4.6. KÇ lazer dalga kılavuzu ile oluşturulmuş PZ simetrik yönsel çiftleyicinin geometrik yapısı. Burada kırmızı ve mavi ile gösterilen bölgele KÇ lazerin aktif bölgeleridir ve bu ortamda bulunan kayıp ve kazançları temsil etmektedir	57
Şekil 4.7. KÇ lazer yönlü çiftleyicide kayıp ya da kazancın bulunmadığı Hermisyen bir sistem için öz mod çözme yöntemi ile elde edilen TE ₀ ve TE ₁ süper kiplerinin alan profilleri.....	57

Şekil 4.8. PZ simetrik bir dalga kılavuzunda TE ₀ süper kiplerinin (a) gerçek ve (b) sanal etkin kırılma indislerinin γ 'ya bağlı değişimi. Olağan dışı noktada ve ötesinde ($\sim 15.5\text{cm}^{-1}$) süper kiplerin gerçek etkin kırılma indisleri eşit olurken, sanal indisleri ile eşlenik değerler almaktadır	58
Şekil 4.9. Simetri kırılması sonrasında süper kiplerin etkin indisleri ve alan desenleri. Süper kiplerden biri pozitif sanal indise sahip ve dolayısı ile kayba uğrarken diğeri ise negatif sanal indise sahiptir ve kazanç elde eder.....	59
Şekil 4.10. PZ simetrik yönsel çiftleyici. TE ₀ ve TE ₁ kipleri çiftleyicinin kayıp kolundan uyarılmaktadır. Kayıp ve kazançların bulunduğu eşleşme bölgesi sonunda TE ₀ ve TE ₁ kipleri çiftleyicinin farklı kollarından ayrılarak kiplerin ayrıştırılması sağlanır	60
Şekil 4.11. Sonlu farklar ışın ilerleme yöntemi ile (a) TE ₀ ve (b) TE ₁ kipi için elde edilen eşleşme uzunlukları. Çiftleyicinin kolları üzerinde tanımlanan monitörler aracılığı ile konuma bağlı güç değerleri elde edilerek eşleşme uzunlukları belirlenmiştir	61
Şekil 4.12. Eşleşme uzunlukları L_{CTE0}/L_{BTE0} oranının γ sabitine bağlı değişimi. 2 oranının elde edilebilmesi için γ sabitinin $8.8\text{cm} - 1$ seçilmesi gerektiği görülmektedir	62
Şekil 4.13 $8.8\text{cm} - 1$ γ değerinde (a) TE ₀ ve (b) TE ₁ kiplerinin ilerleme simülasyonu. Her iki kipin de eşleşme uzunluklarının kayıp kazanç sabiti ile değiştiği ve çiftleyicinin kolları arasında asimetric olarak ilerlediği görülmektedir	63
Şekil 4.14 Eşleşme bölgesi uzunluğu optimizasyon çalışması. Farklı uzunluklarda çiftleyicinin çıkışında monitörler aracılığı ile alınan güç değerleri sayesinde en uygun eşleşme uzunluğu $1370\text{ }\mu\text{m}$ olarak belirlenmiştir.....	64
Şekil 4.15 Tasarımı yapılan PZ simetrik çiftleyiciye ait ışın yayılım simülasyonu sonucu. (a) TE ₀ kipi çiftleyicinin sağ kolunda ilerlerken (b) TE ₁ kipi ise çiftleyicinin sol kolunda ilerlemektedir.....	65

ÇİZELGELER DİZİNİ

Sayfa

Çizelge 2.1. Klasik mekanikteki gözlenebilirlerin kuantum mekaniğindeki işlemci karşılığı	18
--	-----------



1. GİRİŞ

Kuantum kuramının en temel denklemi olan Schrödinger denklemi, ilk kez Erwin Schrödinger tarafından 1926 yılında yayınlanan makalesinde gösterilmiştir (Schrödinger, 1926). Özellikle modern fizikte çok önemli bir yer kaplayan bu çalışma 1933 yılında Nobel Fizik ödülüne layık görülmüştür. Schrödinger denklemi, atomik boyuttaki parçacıkların dalga özellikleri de gösterdiğinin ispatlanmasından sonra bu parçacıkların ilk kez bir dalga fonksiyonu ile ifade edilmesini sağlayan bir diferansiyel denklemdir. Bu denklemin öz değerleri kuantum mekaniksel sistemin enerji seviyelerine karşılık gelmektedir. Denklemin en bilindik testi ise enerji seviyeleri Schrödinger denklemi ile çözülen hidrojen atomunun enerji seviyelerinin belirlenmesidir. Hesaplanan değerler, Rydberg kuralı ile uyum içindedir..

Düşük boyutlu sistemlere uygulandığında, zamandan bağımsız Schrödinger denkleminde elde edilecek çözümler, enerjinin yalnızca belirli değerlerini verir ve bu değerler enerjinin öz değerleri olarak adlandırılır. Schrödinger denkleminde bir sistemin belirli enerji seviyelerini elde edebilmek için Hamiltonyen adı verilen ve sistemin toplam enerjisini ifade eden kuantum mekanik operatör kullanılmaktadır. Kuantum mekaniğinin 2. postülasına göre klasik mekanikte gözlenebilir her nicelik kuantum mekaniğinde Hermisyen bir operatöre karşılık gelir (Sherill, 2007). Bu postülaya göre Schrödinger denkleminde elde edilecek enerji öz değerlerinin gerçek yani gözlenebilir değerler olabilmesi için Hamiltonyen operatörünün Hermisyen bir operatör olması gerekmektedir. Ancak, 1998 yılında Bender vd. yayınladıkları makalede Hermisyen olmayan bir Hamiltonyen operatörünün Parite-Zaman (PZ) simetrisine sahip olması durumunda yine gerçek öz değerlere yol açabileceğini gösterdi (Bender 1998). Bir Hamiltonyen operatörünün böyle bir simetriye sahip olması kompleks potansiyeller gerektirmektedir. 2007 yılında Ganainy vd. yaptıkları çalışmada kuantum fiziğindeki Schrödinger denklemi ile optikteki dalga denkleminin benzerliğinden yola çıkarak PZ simetrisinin aynı zamanda optikte de uygulanabileceğini göstermesi (El-Ganainy ve ark. 2007) ile birlikte, Hermisyen olmayan Hamiltonyenler ve PZ simetrisine olan ilgi ve çalışmaların sayısı hızlı bir şekilde artmıştır. Kuantum fiziğindeki kompleks potansiyellerin optikte kayıp ve kazanca karşılık gelmesi ve bu kayıp ve kazançların belirli simetri şartları altında olması durumunda sadece gerçek öz değerlerin elde edileceğinin gösterilmesi ile birlikte

Hermisyen bir sistemde elde edilemeyecek birçok farklı çalışmalar PZ simetrisi ile elde edilebilmektedir. Rüter ve ark. 2010 yılında tasarladıkları bir yönsel çiftleyici ile kayıp ve kazançları, PZ simetrisi şartı altında kullanarak optikte ilk kez PZ simetrisinin varlığını deneysel olarak göstermiştir. Yaptıkları deneysel çalışmada Ar^+ lazer ışınlarını fotorefraktif $LiNbO_3$ alttaş ile oluşturulan bir yönsel çiftleyici dalga kılavuzu kullanarak PZ simetrisi ile kompleks optik potansiyelin gerçek öz değerleri verdiğini göstermiştir. Deneyde, bağlanma katsayısının (coupling coefficient) ortamdaki kayıp kazanç katsayısı ile değişmesinin gözlemlenmesi PZ simetrisi ile elde edilen önemli sonuçlardan birisidir. PZ simetrisinin gerçek öz değerleri sadece belirli şartlar altında sağlanması, belirli bir kayıp-kazanç değeri üzerinde simetrisinin bozularak gerçek değerlerin elde edilememesi literatürde simetri kırılması olarak adlandırılmaktadır. Simetri kırılması sonrasında sistemin öz değerleri kompleks değerler almaya başlayarak sistemin kazanç ve kayba uğramasına neden olmaktadır. PZ simetrisinin bu özelliğinden faydalanarak 2012 yılında Miri ve ark. yaptıkları çalışmada geniş alana sahip lazerlerin tek enine kipli çalışmasını gösteren bir simülasyon çalışması yapmıştır. Böylelikle yapısı nedeniyle çok kipli olan lazerlerin tek kipli olarak çalıştırılabilmesi kuramsal olarak gösterilmiş oldu. 2014 yılında iki farklı çalışma ile halka lazerlerde PZ simetrisinin uygulanması sonucu tek boylamsal kipli lazerlerin deneysel gösterimi sağlamıştır. Feng ve ark. 2014 yılında yaptıkları çalışmada tek bir halka lazer üzerinde periyodik olarak kayıp kazanç ortamlarının oluşturulması ile tek kipli çalışan bir halka lazerini deneysel olarak göstermiştir. Yine 2014 yılında Hodaei ve ark. yaptığı çalışmada çiftlenmiş iki halka lazerlerden birinde kazanç diğerinde ise aynı miktarda kayıp sağlayarak PZ simetrisini oluşturmuş ve deneysel olarak bu lazerin tek boylamsal kipli olduğunu göstermiştir. 2016 yılında Hodaei ve ark. yaptıkları benzer bir çalışmada bu kez bağlaşık halka lazerlerin PZ simetrisi ile tek enine kipli olarak çalışabileceğini göstermiştir. Bağlaşık halka lazerlerde PZ simetrisi ile kip kontrolünün sağlanmasından sonra 2019 yılında Yao ve ark. yayınladıkları makalede geniş alana sahip bağlaşık dalga kılavuzlu lazerlerde yine tek enine kipli lazer elde etmişlerdir. PZ simetrisi ile yalnızca tek kipli lazer üretimi değil aynı zamanda kiplerin üzerindeki kontrolün sağlanması ile farklı uygulamalarda gerçekleştirilmektedir. 2018 yılında Nazari ve ark. yayınladıkları makalede PZ simetrisinin kipler üzerindeki kontrolünden yararlanarak PZ simetrik bir optik modülatör tasarlamışlardır. PZ simetrik bağlaşık kolları bulunan bir Mach-Zehnder

interferometresinde kayıp kazanç değerinin modüle edilmesi ile modülatörün çıkış sinyali modüle edilmektedir. Literatürden verilen örneklerden görülebileceği gibi çok çeşitli alanlarda uygulamaların yayınlanması ile PZ simetrisi fotonik ve tümleşik optikte önemli gelişmelere yol açmıştır.

Tümleşik optikte enine kiplerin birbirlerinden ayrıştırılması önemli alanlardan birisidir. Çeşitli geometrilere tasarlanan dielektrik dalga kılavuzları ile enine kiplerin ayrıştırılmasına yönelik çalışmalar literatürde mevcuttur. 1996 yılında Veldhuis vd. yaptığı çalışmada kullanarak farklı kiplerin eklemin farklı kollarında ilerlemesini sağlamıştır (Veldhuis ve ark. 1996). Ding vd. 2013 yılında yayınladıkları makalelerinde ise inceltirilmiş çiftlenmiş dalga kılavuzları kullanarak TE_0 ve TE_1 kiplerinin ayrılmasını sağlamıştır (Ding ve ark. 1996). Literatürdeki bu tarz çalışmaların temel amacı olarak kip filtrasyonunun sağlanarak fiber optikte kapasitenin artırılması ya da farklı kiplerin modüle edilerek çok çıkışlı (port) optik anahtarların üretilmesini sağlamaktır (Berdague ve ark. 1982 , Veldhuis ve ark. 1996). Literatürde bugüne kadar yapılan kip ayırıcı çalışmaları etkin indis yöntemi kullanarak farklı enine kiplerin ayrılmasını sağlamıştır. Bu yöntemin uygulanabilmesi için ise karmaşık geometrilere sahip dielektrik dalga kılavuzlarının kullanılmasını beraberinde getirmektedir. Biz bu çalışmada ilk kez PZ simetrisini uygulayarak farklı enine kiplerin ayrılmasını sağladık. PZ simetrisinin avantajlarından yararlanılarak yapılan tasarımda etkin indis yöntemleri ile yapılan tasarımlara göre daha basit bir yapı ile enine kip ayrımını gerçekleştirdik. PZ simetrisinin kiplerin eşleşme uzunlukları üzerindeki etkisi, kiplerin çiftleyici kolları arasında asimetrik bir osilasyon yapmasını sağlamaktadır. Bu sayede literatürdeki mevcut tasarımlardan farklı olarak yönsel bir çiftleyici ile enine kiplerin ayrılması mümkün olmaktadır.

Öte yandan, birkaç nanometre kalınlıktaki uygun yarıiletken tabakaların üst üste büyütülmesi ile oluşan süper örgülere dayalı KÇ lazerler son yıllarda büyük gelişmelere sahne olmuştur. Mevcut yarı iletken lazerlerden farklı olarak KÇ lazerler, sadece elektronların kuvantum kuyularının iletkenlik bandında oluşan alt bantlar arası geçişlerle ışıır. KÇ lazerler ışıma sırasında iletkenlik bandındaki elektronları defalarca kullanarak ışıma gücünü artırırken ışık üretimi için deşiklere ihtiyaç duymazlar. Süper örgü parametrelerinin uygun seçimi ile tasarlanan KÇ lazerler özellikle kızılötesinden terahertz

bölgesine kadar geniş dalga boyu aralıklarında ışımlar yapabilmektedirler. Daha çok askeri ve sivil birçok uygulamaları bulunan KÇ lazerler ile ilgili literatürde PZ çalışmaları sınırlıdır. Bu çalışmada ilk kez düzlemsel KÇ lazer dalga kılavuzlarında PZ simetrisi uygulaması gerçekleştirilmiştir.

Analitik denklemlerden yola çıkılarak tasarımı yapılan kip ayırıcı aynı zamanda sonlu farklı ışın ilerleme metodu ile simülasyonları yapılarak tasarımı doğrulanmıştır. Simülasyon sonucunda TE_0 ve TE_1 kipi yönsel bir PZ simetrik çiftleyici kullanılarak çiftleyicinin çıkışında farklı kollarda ilerlemesi sağlanmıştır. Literatürde bugüne kadar yapılan çalışmalardan farklı olarak kip ayırıcı tasarımında ilk kez PZ simetrisi kullanılmış ve benzer çalışmalara kıyasla basit bir geometride bu hedefe ulaşılmıştır.

Tezin 2. bölümünde kuramsal temeller ve literatür araştırması kapsamında PZ simetrisinin kuantum fiziğinde ilk kez ortaya atıldığındaki öneminden ve PZ simetrisinin optiğe nasıl aktarıldığından bahsedildi. Optikte PZ simetrisi oluşturmak için hangi şartların sağlanması gerektiği elde edildikten sonra yönsel PZ simetrik bir dalga kılavuzunun özellikleri aktarıldı. Hermisyon sistemlerde Kip Çiftlenme Kuramı'nun (KÇK) tanımı ve denklemleri gösterildi. KÇK bir yönsel çiftleyicide ışığın davranışının belirlenmesinde kullanılmaktadır ve bu kuram yardımı ile tümleşik optikte birçok çalışma yapılmıştır. PZ simetrik bir dalga kılavuzunda kip çiftlenme kuramından faydalanan ışığın davranışının belirlenmesi analitik çalışmaların yapılabilmesi açısından oldukça önemlidir. Bu bölümde Hermisyon sistemlerde oluşturulan KÇK'de ortamda bulunan kayıp ve kazançlarda dahil edilerek Hermisyon olmayan PZ simetrik bir sistemde KÇK çalışılmıştır. Bu teori yardımı ile sistemde simetrinin hangi şartlar altında sağlandığı, hangi şartlar altında simetrinin kırıldığı, ortamdaki kayıp kazanç dengesinin süper kipler üzerinde oluşturduğu etkinin analitik çıkarımı yapıldı. Bu bölümün son kısmında ise Kuantum Çağlayan Lazer olarak bilinen ve özellikle sensör alanında sıkça kullanılan bir lazer çeşidinin fiziksel yapısı ve çalışma prensibinden bahsedildi.

Tezin 3. bölümünde tümleşik optikte tasarımı yapılan bir aygıtın simülasyonlarının yapılmasında kullanılan iki farklı yöntem anlatıldı. tümleşik optikte kullanılacak aygıtların hesaplamasının analitik olarak yapılması oldukça zor ve zaman gerektiren bir süreçtir. Hem bu zorluğun ortadan kaldırılması hem de hesaplama ayrılacak zamanın

azaltılması amacıyla bu hesaplamaları yapabilen birçok nümerik çözümler üreten yazılım bulunmaktadır. Bu yazılımlar ise hesaplamaları benzer ortak matematiksel yöntemlere dayanarak yapmaktadır. Bunlardan biri sonlu farklar öz kip çözücü yöntemidir. Bu yöntemde Yee'nin iki boyutlu ayrıştırma yöntemi (Yee K. S., 1996) kullanılarak ve frekans alanında Maxwell denklemlerinin çözümü yapılarak bir dalga kılavuzunun desteklediği kipler ve alan profilleri elde edilmektedir. Bir diğer yöntem olan sonlu farklar ışın ilerleme metodu ise özellikle dalga boyuna oranla büyük bir geometrik yapıya sahip tasarımlarda elektromanyetik dalganın ilerleyişini zaman alanında sonlu farklar yöntemi ile çözmek yüksek CPU gücü ve zaman gerektirmektedir. Bu gereken CPU gücünü ve zamanı azaltmak amacı ile Helmholtz denklemine yapılan yaklaşımlar ışın ilerleme metodu olarak tanımlanmaktadır. Bölüm 3.2'de bu metodun ayrıntılarına ve uygulanan nümerik yöntemlerin ayrıntılarına yer verilmiştir.

Tezin 4. kısmında teorik temellerine yer verilen PZ simetrisinin KÇ lazer dalga kılavuzlarına uygulaması aktararak sonlu farklar öz kip çözücü yöntemi ile hesapların teorik hesaplamalar ile karşılaştırılmasına yer verilmiştir. Kip özellikleri belirlenen KÇ lazer dalga kılavuzları ile oluşturulan bir yönsel çiftleyicide kayıp kazanç sabitinin eşleşme uzunlukları üzerindeki etkisi ile tasarlanan kip ayırıcının sonlu farklar ışın ilerleme metodu ile doğrulaması yapılmıştır.

Tezin 5. ve son bölümünde sonuçların genel değerlendirilmesi ve bu sonuçlardan yola çıkarak daha sonra yapılması düşünülecek araştırmalara ışık tutulmaktadır.

2. KURAMSAL TEMELLER ve KAYNAK ARAŞTIRMASI

2.1 Schrödinger Denklemleri ve Parite-Zaman Simetrisi

Schrödinger denklemi kuantum fiziğinin temel bir denklemidir ve bu denklem modern fizikte önemli bir rol oynamaktadır. Bir kuantum sistemi hakkında istenen bütün bilgileri içeren bu denklem ilk kez Erwin Schrödinger tarafından gösterilmiştir. Zamana bağlı Schrödinger denklemi aşağıda verilen şekildedir.

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\mathbf{r}, t) \right) \psi(\mathbf{r}, t) = i\hbar \frac{\partial \psi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (2.1)$$

Kuantum mekaniğinde asıl amaç bir parçacığın dalga fonksiyonunu elde etmektir. Dalga fonksiyonu eşitlik 2.1’de $\psi(\mathbf{r}, t)$ ile gösterilmiştir ve parçacığın enerjisi, momentumu gibi bilgileri barındıran zamana ve konuma bağlı bir fonksiyondur. Klasik mekanik, bir parçacığın t anındaki konumu olan $x(t)$ fonksiyonunu bulmayı amaçlar ve bu bilgiyi kullanarak parçacığın hızı ve, momentumu gibi dinamik özelliklerini belirler. Kuantum mekaniğinde ise dalga fonksiyonu genel olarak kompleks değerli bir olasılık genliğidir ve bir parçacığın bir kuantum durumunda bulunma olasılığını konuma, momentuma ve zamana bağlı olarak vermektedir. Kuantum mekaniğinin matematiksel formülasyonu operatör kavramı etrafında kurulmuştur. Konum, momentum, enerji gibi deneysel olarak gözlemlenebilir fiziksel parametreler kuantum mekaniğinde bir lineer operatör ile ilişkilidir. Operatörler, deneylerde ölçülen gerçek öz değerlere yol açmalıdır. Operatörlere en temel örnek yükü ve spini olmayan parçacıklar için $\hat{p} = -i\frac{\hbar}{2\pi} \vec{\nabla}$ şeklinde verilen momentum operatörüdür. Tek boyutta $\hat{p} = -i\frac{\hbar}{2\pi} \frac{\partial}{\partial x}$ ile ifade edilir. Operatörler dalga fonksiyonu ile çarpıldıklarında ortaya bir sabit ile çarpılan dalga fonksiyonu çıkar. Bu denkleme öz değer denklemi denir. Eşitlik 2.1’deki $-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V$ terimi $\mathcal{H}$ operatörü olarak adlandırılır ve Hamiltonyen olarak isimlendirilir. Burada ilk terim sistemdeki parçacığın kinetik enerjisini ikinci terim ise potansiyel enerjisini ifade etmektedir. Hamiltonyen ise sistemin kinetik ve potansiyel enerjinin toplamını veren bir operatördür. Schrödinger denklemi bu tanımlar altında eşitlik 2.2’deki şekilde gösterilir.

$$\hat{\mathcal{H}}\psi = E\psi \quad (2.2)$$

Burada $\hat{\mathcal{H}}$ işlemcisi sistemin enerji öz değerleri olan E 'nin elde edilmesini sağlayan bir işlemcidir. Klasik mekanikteki her bir gözlenebilir niceliğe karşılık kuantum mekaniğinde Hermisyen işlemciler bulunmaktadır. Çizelge 2.1 klasik mekanikteki gözlenebilirlerin kuantum mekaniğindeki operatör karşılığını göstermektedir (Sherill, 2006).

Çizelge 2.1 Klasik mekanikteki gözlenebilirlerin kuantum mekaniğindeki işlemci karşılığı (Sherill D., 2006)

Gözlenebilir Nicelik Adı	Gözlenebilir Nicelik Sembolü	Operatör Sembolü	İşlem
Konum	$\underline{r}$	$\hat{r}$	$\underline{r}$ ile çarpılması
Momentum	P	$\hat{P}$	$-i\hbar\left(\hat{i}\frac{\partial}{\partial x} + \hat{j}\frac{\partial}{\partial y} + \hat{k}\frac{\partial}{\partial z}\right)$
Kinetik enerji	T	$\hat{T}$	$-i\frac{\hbar^2}{2m}\left(\hat{i}\frac{\partial}{\partial x} + \hat{j}\frac{\partial}{\partial y} + \hat{k}\frac{\partial}{\partial z}\right)$
Potansiyel enerji	$V(r)$	$\hat{V}(r)$	$V(r)$ ile çarpılması
Toplam enerji	E	$\hat{\mathcal{H}}$	$-i\frac{\hbar^2}{2m}\left(\hat{i}\frac{\partial}{\partial x} + \hat{j}\frac{\partial}{\partial y} + \hat{k}\frac{\partial}{\partial z}\right) + V(r)$
Açısal momentum	l_x	$\hat{l}_x$	$-i\hbar\left(y\frac{\partial}{\partial z} - z\frac{\partial}{\partial y}\right)$

$$l_y \quad \hat{l}_y \quad -i\hbar \left(z \frac{\partial}{\partial x} - x \frac{\partial}{\partial z} \right)$$

$$l_z \quad \hat{l}_z \quad -i\hbar \left(x \frac{\partial}{\partial y} - y \frac{\partial}{\partial z} \right)$$

Eşitlik 2.1’de zamana bağlı verilmiş Schrödinger denkleminde potansiyelin zamandan bağımsız olduğu kabulü yapılırsa, zamandan bağımsız Schrödinger denklemi türetilbilir (Griffiths, 2014):

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} + V(x) \right] \psi(x) = E\psi(x) \quad (2.3)$$

Zamandan bağımsız Schrödinger denkleminde $\hat{\mathcal{H}}$ işlemcisi $-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} + V(x)$ olarak tanımlanmaktadır ve bu işlemci bir kuantum sisteminin E enerji öz değerlerini vermektedir. Eğer E enerjisi fiziksel ölçülebilir bir nicelik ise E ’nin gerçek bir değer alması gerekmektedir. Schrödinger denkleminde E ’nin gerçek değerleri alabilmesinin ise Hamiltonyen işlemcisinin Hermisyen olmasını gerektirdiği kabul edilir. Hermisyenlik ise bir işlemcinin eşleniğinin tranzpozisinin kendisine eşit olması olarak tanımlanmaktadır. Fakat Bender ve Boettcher bu şartın yeterli fakat gerekli bir şart olmadığını ispatladılar (Bender ve Boettcher, 1998). Yayınladıkları makalede eşitlik 2.4’te gösterilen şekilde Hermisyen olmayan fakat Parite-Zaman simetrisine uyan bir Hamiltonyen işlemcisinin de gerçek değerler vereceğini gösterdiler.

$$\hat{P}\hat{T}\hat{\mathcal{H}} = \hat{T}\hat{P}\hat{\mathcal{H}} \quad (2.4)$$

Burada $\hat{P}$ ile gösterimi yapılan Parite operatörü koordinatların işaretlerini değiştiren bir operatördür:

$$\hat{P}: x \rightarrow -x \quad \hat{P}\psi(x, t) = \psi(-x, t) \quad (2.5)$$

$\hat{T}$ ile gösterilen zaman simetrisi operatörü ise zamanı tersine çeviren yani kompleks ifadelerin eşleniğini alan bir operatördür:

$$\hat{T}: t \rightarrow -t \quad \hat{T}\psi(x, t) = \psi(x, t)^* \quad (2.6)$$

Bu şartlar altında bir $\hat{\mathcal{H}}$ operatörünün PZ simetrisini sağlayabilmesi için ise parçacığın potansiyel enerjisini ifade eden $V(x)$ fonksiyonunun eşitlik 2.7'daki şartı sağlaması gerekmektedir.

$$V(x) = V^*(-x) \quad (2.7)$$

Bu şarta göre kompleks potansiyel fonksiyonu $V(x)$ 'in gerçekte kısmı konuma göre simetrik (çift fonksiyon), sanal kısmı ise konuma göre anti-simetrik (tek fonksiyon) olmalıdır. Bu şartlar sağlandığında elde edilecek enerji öz değerleri gerçekte değerleri verecektir. Fakat PZ simetrik bir Hamiltonyen her şartta gerçekte enerji öz değerlerinin elde edilmesini garantilemez. Simetri şartının sağlanmasına rağmen öz değerlerin gerçekte değerler almadığı durumlar oluşmaktadır. Gerçekte değerler yerine kompleks değerlerin ortaya çıkmaya başladığı dönüm noktası ise simetri kırılması olarak adlandırılmaktadır.

Kuantum mekaniğinin temelini oluşturan Schrödinger denklemi ile paraksial optiğin temelini oluşturan Helmholtz denklemi benzerlikler göstermektedir. Schrödinger denklemi bir parçacığın hareketini tanımlarken, Helmholtz denklemi ise elektromanyetik dalga dinamiğinin tanımlanmasında kullanılmaktadır.

Optikte bir elektromanyetik dalga 4 temel Maxwell eşitliğinin bir sonucudur:

$$\nabla \times E = i\omega\mu_0 H \quad (2.8a)$$

$$\nabla \times H = -i\omega\epsilon(x)E \quad (2.8b)$$

$$\nabla \cdot D = 0 \quad (2.8c)$$

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (2.8d)$$

Burada $\epsilon(x)$ anizotropik ve manyetik olmayan bir ortamda x doğrultusu boyunca dielektrik katsayısını ifade etmektedir. Denklem 2.8a'nın rotasyoneli alınır ve 2.8b denkleminde yararlanılırsa:

$$\nabla \times \nabla \times E = \omega^2\mu_0\epsilon_0\epsilon(x)E \quad (2.9a)$$

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + k_0^2\epsilon(x)E_z = 0 \quad (2.9b)$$

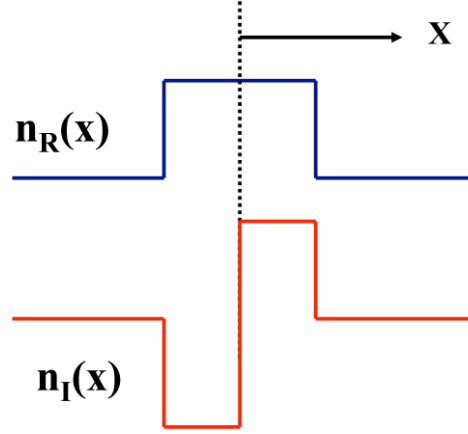
eşitliği elde edilir. Denklem 2.9b için $E_z(x, z) = \varphi(x)\exp(i\beta z)$ genel çözümü önerilirse:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + k_0^2 \varepsilon(x) \varphi = \beta^2 \varphi \quad (2.10)$$

eşitliği elde edilir. Eşitlik (2.10)'da Hamiltonyen $\hat{\mathcal{H}} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + k_0^2 \varepsilon(x)$ şeklinde tanımlanırsa öz değerleri β^2 yani ilerleme sabitinin (propagation constant) karesi olan Schrödinger benzeri denklem elde edilmiş olur. Böylelikle daha önce kuantum fiziğinde tanımlanan PZ simetrisi ve sonuçları optikte, Helmholtz denklemi için de geçerli olmaktadır. Daha önce eşitlik 2.6'da Hamiltonyen'in PZ simetrisi göstermesi için kompleks potansiyellerin sağlaması gereken koşul gösterilmişti. Paraksiyel optikte ise Hamiltonyen'in PZ simetrisi göstermesi için ortamın elektriksel geçirgenliğinin dolayısı ile ortamın kırılma indisinin kompleks olması ve eşitlik 2.7'da ifade edilen şartı sağlaması gerekmektedir. Bu durumda PZ simetrik bir ortamın kırılma indisi için:

$$n(x) = n^*(-x) \quad (2.11)$$

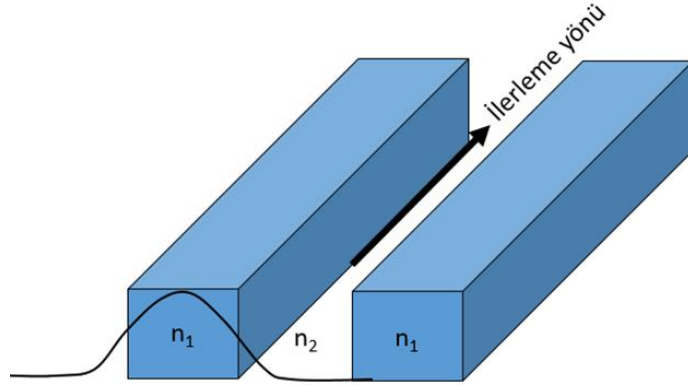
olması gerektiği ortaya çıkar. Eşitlik, ortamın gerçek kırılma indisinin çift, karmaşık kırılma indisinin ise tek fonksiyon olması gerektiği anlamına gelmektedir. Burada karmaşık kırılma indisinde $n = n_r + in_i$ negatif karmaşık kırılma indisi optik kazanca, pozitif kompleks kırılma indisi ise optik kayba karşılık gelmektedir. PZ simetrik bir yapı üzerinde kırılma indisi dağılımı Şekil 2.1'de şematik olarak gösterilmiştir.



Şekil 2.1. PZ simetrisi gösteren bir ortamın kırılma indisinin dağılımı

2.2 Tümlleşik Optikte Kip Çiftlenme Kuramı (KÇK)

Kip çiftlenme kuramı (KÇK), kılavuzlandırılmış dalga optiklerinde elektromanyetik dalganın ilerleyişini ve ortam ile etkileşimini incelemek için oluşturulmuş bir matematiksel modeldir (Huang, 1994). KÇK'nin uygulandığı en basit yapılardan biri Şekil 2.2'de şematik gösterimi verilen birbirine yakın paralel ve eş iki düz optik dalga kılavuzu ile oluşturulan yönsel çiftleyicilerdir. Birbirlerine s kadar uzaklıkta bulunan bu iki dalga kılavuzundan ışığın kılavuzlandığı dalga kılavuzundaki sönümlenen (evanescent) alanın s kadar mesafede yer alan diğer dalga kılavuzuna ulaşması durumunda enerji bir kılavuzdan diğerine tünelleyebilir. Simetrik olarak bu enerji her iki yönde de yayılabilir (Pollock C. ve Lipson M., 2003).



Şekil 2.2. Aralarında sonlu mesafe bulunan iki dalga kılavuzundan birindeki sönümlenen dalganın diğer dalga kılavuzunun çekirdeği ile örtüşmesi sonucunda ışın eşleşmesi gerçekleşir.

Bu tip ya da daha karmaşık geometrilerdeki yapılar bu prensibe dayanarak kip ayrıcı ya da birleştirici, güç bölücü, polarizasyon ayrıcı gibi çeşitli aygıtların üretilmesinde kullanılmaktadır. Tüm bu yapıların temeli KÇK'ye dayanmaktadır.

Şekil 2.2'deki gibi bir yapıda bağlaşık kip teorisini uygulamak için öncelikle iki kılavuzunda birbirinden sonsuz uzaklıkta bulunduğu durum ele alınabilir. Kılavuzdaki kiplerin genlikleri aşağıdaki eşitlikte verilen şekilde yazılabilir.

$$\frac{da_1}{dz} = -j\beta_1 a_1 \quad (2.12)$$

$$\frac{da_2}{dz} = -j\beta_2 a_2 \quad (2.13)$$

Kipler dalga kılavuzlarında birbirlerinden bağımsız olarak ilerlediği için a_1 ve a_2 her bir dalga kılavuzundaki kiplerin genliklerini, β_1 ve β_2 ilerleme sabitlerini ifade etmektedir. Bu iki kılavuz birbirlerine yaklaştırılmaya başlandığında kiplerin sönümlenen dalgalarının birbirleri ile etkileşmesi sonucunda kipler eşleşmeye başlar. Eşleşmenin zayıf olduğu durumlar için bağlaşık eşitlikler (coupled equations) aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$\frac{da_1}{dz} = -j(\beta_1 + \kappa_{11})a_1 - j\kappa_{12}a_2 \quad (2.14)$$

$$\frac{da_2}{dz} = -j(\beta_2 + \kappa_{22})\alpha_2 - j\kappa_{21}\alpha_1 \quad (2.15)$$

Burada κ_{12} , κ_{21} ve κ_{11} , κ_{22} sırasıyla karşılıklı ve öz (self coupling coefficients) bağlaşma katsayısı anlamına gelmektedir.

Kayıp ya da kazanç mekanizmalarının bulunmadığı Hermisyen bir sistemde kılavuzdaki toplam güç bu kiplerin genliklerinin karelerinin toplamına eşit olacaktır. Bu durumda kılavuzlardaki toplam güç:

$$P(z) = |a_1|^2 + |a_2|^2 \quad (2.16)$$

olarak ifade edilebilir. Eşitlik (2.14) ve (2.15)'i basitleştirmek adına kip genlikleri için ortak bir faz faktörü aşağıdaki eşitlikte verilen şekilde tanımlanabilir.

$$a_i(z) = \hat{a}_i \exp\left(-j \frac{\beta_1 + \kappa_{11} + \beta_2 + \kappa_{22}}{2}\right) \quad (2.17)$$

Bu durumda eşitlik eşitlik (2.14) ve (2.15),

$$\frac{d\hat{a}_1}{dz} = -j\Theta\alpha_1 - j\kappa\hat{a}_1 \quad (2.18)$$

$$\frac{d\hat{a}_2}{dz} = -j\Theta\alpha_2 - j\kappa\hat{a}_2 \quad (2.19)$$

eşitliklerine indirgenebilir. Burada Θ ,

$$\delta = \frac{\beta_1 + \kappa_{11} - \beta_2 - \kappa_{22}}{2} \quad (2.20)$$

şeklinde tanımlıdır ve faz uyumsuzluğu faktörü olarak adlandırılır. Aynı zamanda eşitlik (2.18) ve (2.19) matris formunda aşağıdaki eşitlikte verilen şekilde yazılabilir.

$$\frac{d}{dz} \mathbf{A} = -j\mathcal{H}\mathbf{A} \quad (2.21)$$

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} \hat{a}_1 \\ \hat{a}_2 \end{bmatrix} \quad (2.22)$$

$$\mathcal{H} = \begin{bmatrix} +\Theta & \kappa \\ \kappa & -\Theta \end{bmatrix} \quad (2.23)$$

Burada $\bar{\mathbf{H}}$ kayıpsız sistemlerde Hermisyen matrisini tanımlamaktadır. Bu matris birim matris (unitary matrix) ile aşağıdaki gösterilen şekilde köşegenleştirilebilir.

$$\mathbf{O}^t \mathcal{H} \mathbf{O} = \mathbf{B} \quad (2.24)$$

Burada $\mathbf{B}$,

$$\mathbf{B} = \begin{bmatrix} \beta_1 & 0 \\ 0 & \beta_2 \end{bmatrix} \quad (2.25)$$

köşegen matrisi ifade eder ve

$$\mathbf{O} = \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{\eta}{2}\right) & -\sin\left(\frac{\eta}{2}\right) \\ \sin\left(\frac{\eta}{2}\right) & \cos\left(\frac{\eta}{2}\right) \end{bmatrix} \quad (2.26)$$

burada η parametresi

$$\tan(\eta) = \frac{\kappa}{\Theta} \quad (2.27)$$

şeklinde tanımlıdır. Köşegen elemanları β_1 ve β_2 paralel çiftleyicinin süper kipler olarak adlandırılan normal kiplerinin ilerleme sabitlerini temsil eder.

Kip genlikleri transfer matrisi olarak

$$\mathbf{A}(z) = \mathbf{T}(z)\mathbf{A}(0) \quad (2.28)$$

şeklinde yazılabilir.

Burada $\mathbf{T}$,

$$\mathbf{T} = \mathbf{O} \begin{bmatrix} \exp(-j\beta_a z) & 0 \\ 0 & \exp(-j\beta_b z) \end{bmatrix} \mathbf{O}^{-1} \quad (2.29)$$

olarak ifade edilir. Daha açık olarak matris elemanları,

$$t_{11} = t_{22}^* = \cos(\beta_c z) - j\cos(\eta)\sin(\beta_c z) \quad (2.30)$$

$$t_{12} = t_{21} = -j\sin(\eta)\sin(\beta_c z) \quad (2.31)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada,

$$\beta_c = \sqrt{\Theta^2 + \kappa^2} \quad (2.32)$$

olarak tanımlıdır. Bu durumda süper kiplerin ilerleme sabitleri

$$\beta_a = \beta_0 + \beta_c \quad (2.33)$$

$$\beta_b = \beta_0 - \beta_c \quad (2.34)$$

ifadeleri ile tanımlanabilir. Burada β_0 ,

$$\beta_0 = \frac{\beta_1 + K_{11} + \beta_2 + K_{22}}{2} \quad (2.35)$$

eşitliği ile verilmektedir.

Başlangıç koşulu olarak yalnızca bir dalga kılavuzunun uyarıldığı durum yani $a_1(0) = 1$ ve $a_2(0) = 0$ durumu ele alınırsa 1. ve 2. dalga kılavuzlarında kılavuzlanan güçler konuma bağlı olarak:

$$P_1(z) = \cos^2(\beta_c z) + \cos^2(\eta) \sin^2(\beta_c z) \quad (2.36)$$

$$P_2(z) = \sin^2(\eta) \sin^2(\beta_c z) \quad (2.37)$$

şeklinde verilmektedir. Bu durumda 1. kılavuzdan 2. kılavuza güç aktarımının en yüksek olduğu z konumu ;

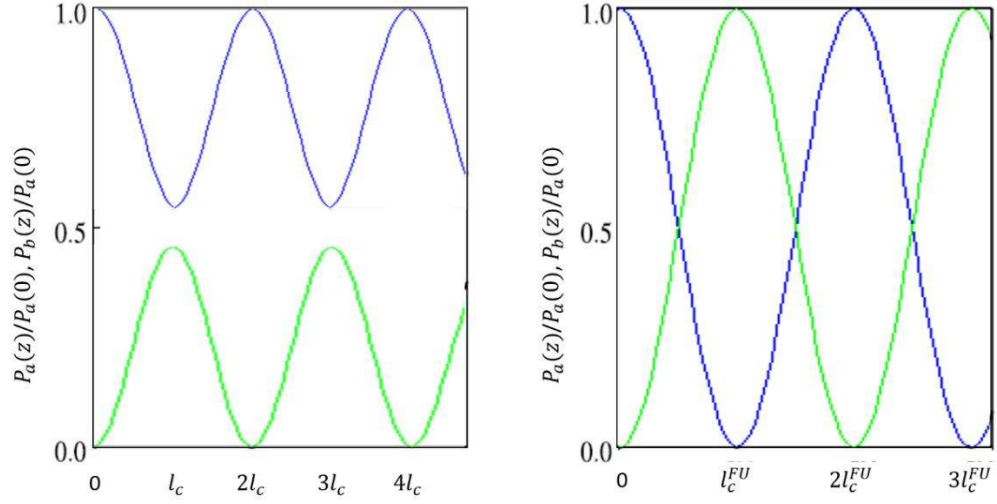
$$z = L_c = \pi/(2\beta_c) \quad (2.38)$$

olarak verilmektedir. Kılavuzda bulunan gücün konuma bağlı değişimi ise,

$$P_2|_{max} = \sin^2(\eta) \quad (2.39)$$

olarak verilmektedir. Eşitlikler incelendiğinde 1. kılavuzdan 2. kılavuza bütün gücün aktarılması için $\delta = 0$ olmalı yani faz uyumu sağlanmalıdır. Şekil 2.3'te faz uyuşmazlığı

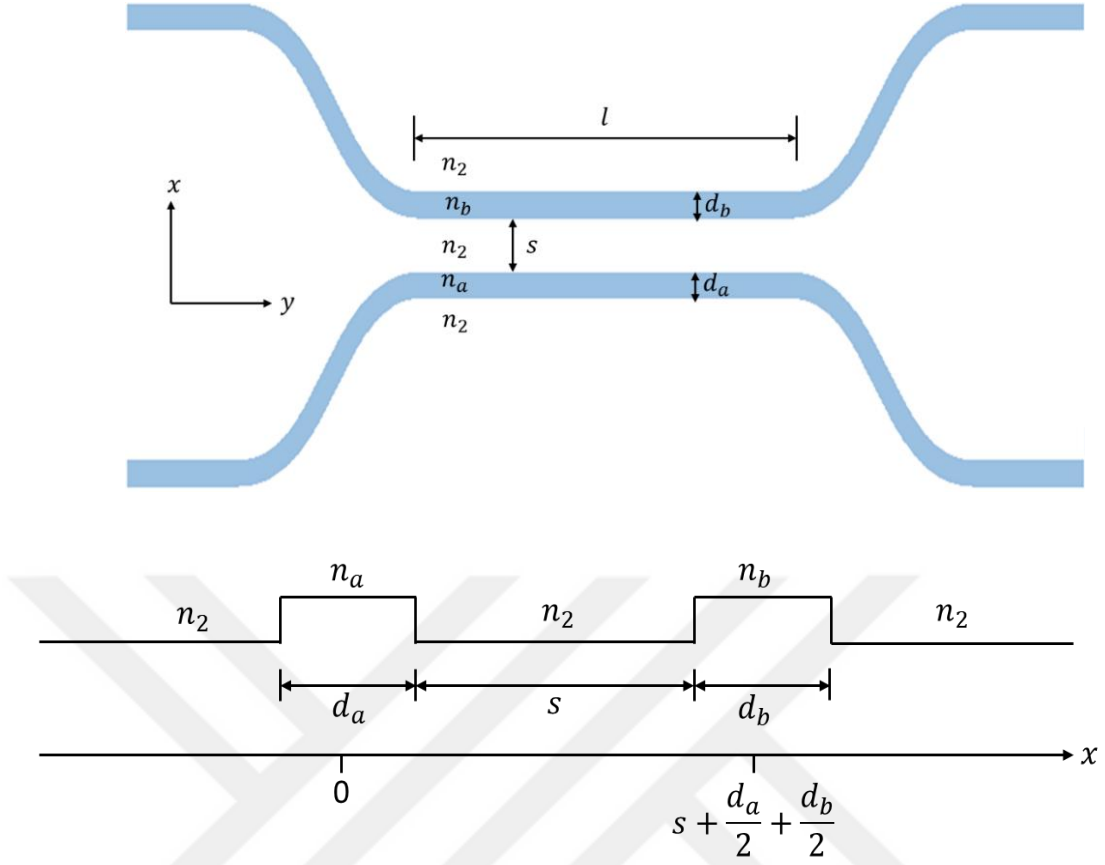
olan ve olmayan durumlar için kılavuzlar arasındaki güç aktarımını gösteren grafik verilmiştir.



Şekil 2.3. Eş yönlü bağlaşıklık dalga kılavuzlarında (a) faz uyuşmazlığı $\delta \neq 0$ ve (b) faz uyumluluğu (FU) $\delta=0$ şartı sağlanan durumlar için kılavuzlar arasındaki güç aktarımının konuma bağlı değişimini göstermektedir (Liu J., 2005)

2.2.1. Yönsel çiftleyiciler ve süper kipler

Yönsel çiftleyiciler birden çok dalga kılavuzunun kullanıldığı sistemlerdir. Daha çok güç bölücü, optik anahtarlama, dalgaboyu filtreleyici ve polarizasyon seçici olarak çeşitli uygulamalarda kullanılmaktadır (Liu J., 2005). En basit yönsel çiftleyici şematik çizimi Şekil 2.4'te verilen ve aralarında s kadar mesafe bulunan iki düz dalga kılavuzundan oluşmaktadır.



Şekil 2.4. (a) iki dalga kılavuzundan oluşan bir yönsel çiftleyicinin şematik gösterimi. (b) aynı alttas üzerinde oluşturulmuş yönsel çiftleyicinin kesitindeki kırılma indisi dağılımı

Yönsel çiftleyicilerdeki alanın büyüklüğünün ilerleme uzaklığının bir fonksiyonu olarak değişimi KÇK kısmında açıklanmıştı. Bu kısımda yönsel çiftleyici boyunca alan profili ise iki kipin alanlarının kombinasyonu olarak elde edilmesi ile açıklanacaktır. Bir yönsel çiftleyicide başlangıç koşulu olarak $\tilde{A}(0) \neq 0$ ve $\tilde{B}(0) = 0$ kabul edilirse toplam elektrik alan;

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \tilde{A}(0)[\xi_1(x, y)e^{i\beta_1 z} + \xi_2(x, y)e^{i\beta_2 z}] \quad (2.40)$$

burada

$$\boldsymbol{\epsilon}_1 = \frac{(\beta_c - \delta)\hat{\xi}_1 + \kappa_{21}\hat{\xi}_2}{2\beta_c}, \quad \boldsymbol{\epsilon}_2 = \frac{(\beta_c + \delta)\hat{\xi}_1 + \kappa_{21}\hat{\xi}_2}{2\beta_c} \quad (2.41)$$

ve

$$\begin{aligned}
\beta_1 &= \bar{\beta} + \beta_c, \\
\beta_2 &= \bar{\beta} - \beta_c \\
\bar{\beta} &= \frac{(\beta_a + \kappa_{11}) + (\beta_b + \kappa_{22})}{2}
\end{aligned} \tag{2.42}$$

olarak verilmektedir.

Eşitlik 2.40'den de anlaşılacağı gibi yönsel çiftleyici üzerindeki toplam alan birbirinden bağımsız iki elektrik alan deseni $\xi_1(x, y)$ ve $\xi_2(x, y)$ 'nin lineer kombinasyonu şeklinde ifade edilmektedir. Burada $\xi_1(x, y)$ ve $\xi_2(x, y)$ sırasıyla β_1 ve β_2 ilerleme sabitlerine sahiptir. Bu desenler iki dalga kılavuzlu yapısı olan yönsel çiftleyicinin normal kiplerini ifade etmektedir ve bu kipler süper kipler olarak adlandırılmaktadır.

Yönsel çiftleyicilerde iki dalga kılavuzunun özdeş olması durumunda faz uyumu sağlanmış yani $\delta = 0$ durumu elde edilmiş olur. Böyle bir yönsel çiftleyici için $\beta_1 = \beta_2$, $\kappa_{11} = \kappa_{22}$ şartları yazılabilir. Bu durumda süper kipler tek ve çift kipler olarak oluşur.

$$\varepsilon_1 = \frac{\xi_1 + \xi_2}{2} \equiv \varepsilon_{even} \text{ ve } \varepsilon_2 = \frac{\xi_1 - \xi_2}{2} \equiv \varepsilon_{odd} \tag{2.43}$$

Aynı zamanda bu kipler eşitlik 2.56'da verilen ilerleme sabitlerine sahiptir.

$$\beta_1 = \bar{\beta} + \kappa \equiv \beta_{even}, \beta_2 = \bar{\beta} - \kappa \equiv \beta_{odd} \tag{2.44}$$

Böyle bir yönsel çiftleyici için toplam elektrik alan

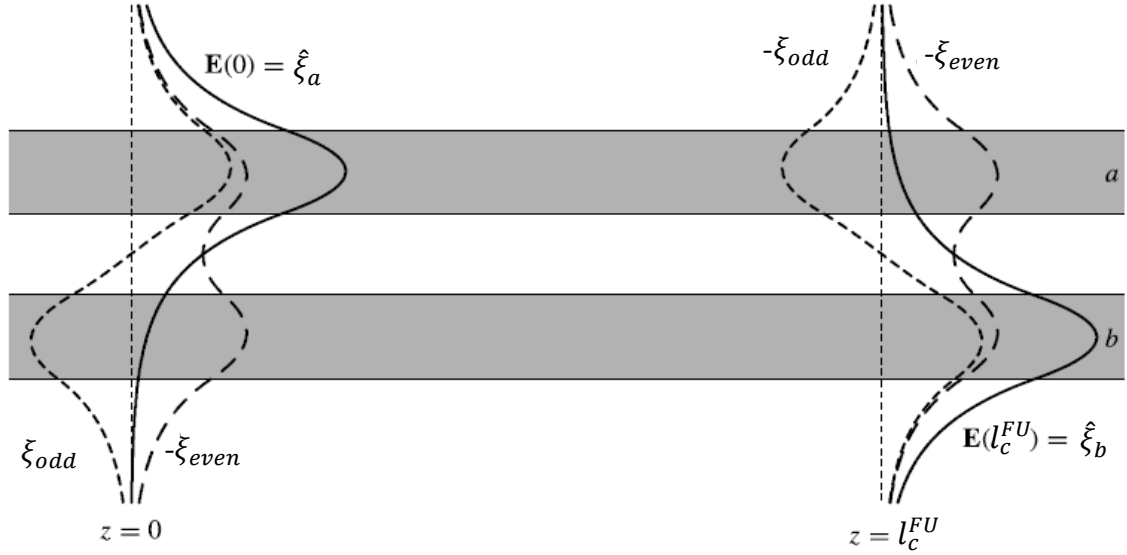
$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \tilde{A}(0) [\xi_{even}(x, y) e^{i\beta_{even}z} + \xi_{odd}(x, y) e^{i\beta_{odd}z}] \tag{2.45}$$

şeklinde verilmektedir. Faz uyumlu (FU) bir yönsel çiftleyicide bağlaşım uzunluğu

$$l_c^{FU} = \frac{\pi}{\beta_{even} - \beta_{odd}} = \frac{\pi}{2\kappa} \tag{2.46}$$

şeklinde verilmektedir. Bağlaşım uzunluğu iki dalga kılavuzu arasındaki maksimum enerji transferinin gerçekleştiği uzunluk olarak tanımlanır. Faz uyumunun sağlandığı bir yönsel çiftleyici için bağlaşım uzunluğu sonunda tüm enerji bir dalga kılavuzundan

diğerine aktarılmış olmaktadır. Şekil 2.4 faz uyumlu bir yönsel çiftleyicide ilerleme yönü boyunca tek ve çift kiplerin şiddetinin değişimini göstermektedir.



Şekil 2.5. Faz uyumlu bir yönsel çiftleyicide ilerleme yönünde l_c^{FU} boyunca tek ve çift kiplerin şiddet dağılımlarının değişimi (Liu J., 2005)

2.2.2. PZ simetrik yönsel çiftleyiciler

Optikte PZ simetrik bir yapı elde etmenin en kolay yöntemlerinden biri PZ simetrik bir yönsel çiftleyici tasarlamaktır. Hermisyen sistemlerde (kayıp ya da kazancın bulunmadığı) KÇK teorisinde Hermisyen bir sistemde yönlü bir çiftleyici için Hamiltonyen matrisi elde edilmiştir. Hermisyen olmayan sistemlerde ise Hamiltonyen'in elde edilmesi için sistemdeki kayıp ve kazançlarda dikkate alınmalıdır. İlk olarak birbirinden farklı ilerleme sabitleri ve kayıp kazanç sabitleri olan ve zayıf eşleşme şartının sağlandığı durum ele alınırsa böyle bir sistemde kiplerin genliği için aşağıdaki eşitlik yazılabilir (Miri, 2014).

$$-i \frac{d}{dz} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \beta_1 + i\gamma_1 & \kappa \\ \kappa & \beta_2 + i\gamma_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \quad (2.47)$$

Burada β_1 ve β_2 birinci ve ikinci dalga kılavuzunun ilerleme sabitlerini, γ_1 ve γ_2 dalga kılavuzlarının kayıp ve kazanç sabitlerini (pozitif değer kaybı, negatif değer kazancı temsil edecek şekilde), κ ise eşleşme katsayısını ifade etmektedir.

Eğer kılavuzdaki süper kiplerin $(a, b) = (A, B)e^{i\Omega z}$ formunda olduğu önerilirse, eşitlik 2.47, eşitlik 2.48'te ki öz değer denkleminde indirgenebilir.

$$\begin{pmatrix} \beta_1 + i\gamma_1 & \kappa \\ \kappa & \beta + i\gamma_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = \Omega \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} \quad (2.48)$$

Bu durumda yönsel çiftleyicilerde genel Hamiltonyen tanımı aşağıdaki gibi verilmektedir:

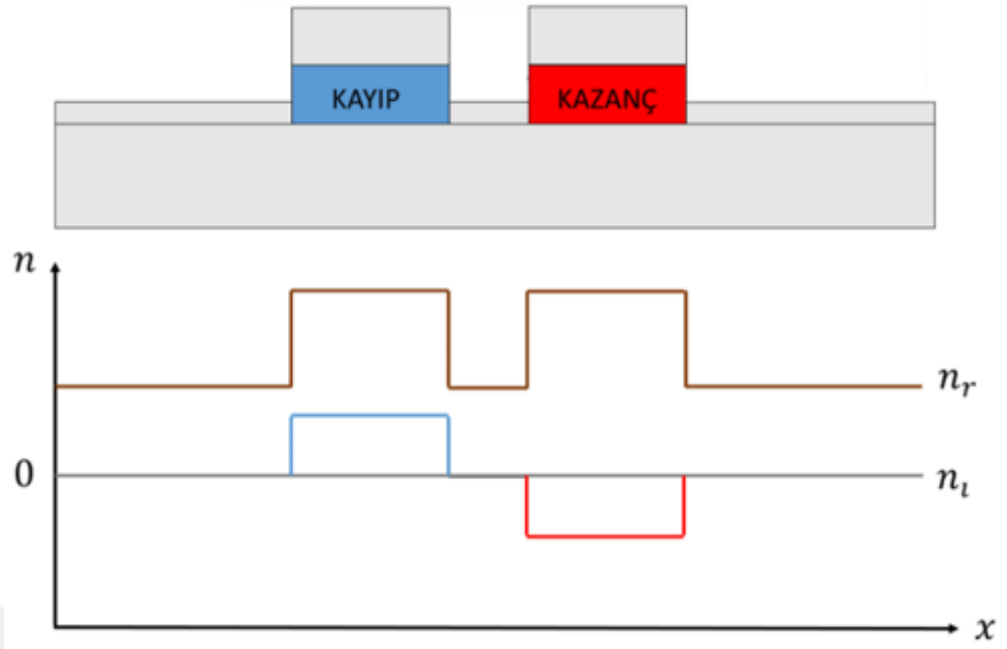
$$\mathcal{H} = \begin{pmatrix} \beta_1 + i\gamma_1 & \kappa \\ \kappa & \beta_2 + i\gamma_2 \end{pmatrix} \quad (2.49)$$

Bu durumda Hamiltonyenin $\mathcal{H}^\dagger \neq \mathcal{H}$ şartını sağlamadığı yani PZ simetrik bir Hamiltonyen olmadığı açıktır. PZ simetrik bir Hamiltonyen olması için $[PT, \mathcal{H}] = PT\mathcal{H} - \mathcal{H}PT = 0$ şartının sağlanması gerekir. Bu şartın sağlanması:

$$\beta_1 = \beta_2 = \beta \quad (2.50a)$$

$$\gamma_1 = -\gamma_2 = \gamma \quad (2.50b)$$

koşullarının sağlanması ile mümkündür. Bu koşullar eşleşmiş iki dalga kılavuzunun eş olması gerektiğini, iki dalga kılavuzundan birinin kazanç diğerinin ise aynı miktarda kayba sahip olması gerektiğini ifade eder. Böyle bir yönsel çiftleyicinin indeks dağılımı Şekil 2.6'da gösterilmiştir



Şekil 2.6. PZ simetrik yönsel çiftleyici ve indeks dağılımı. Mavi ve kırmızı bölgeler lazerin aktif bölgelerini temsil etmektedir ve ortamda bulunan kayıp ve kazancı temsil eder

Bu şartlar altında Hermisyen olmayan $\mathcal{H}$ operatörü için PZ simetrisi kırılmadıkça gerçek değerleri vermesi beklenir. Bu durum eşitlik 2.48’teki öz değer denklemi çözülerek gösterilebilir. Denklemin iki farklı durum için iki farklı çözümü bulunmaktadır. κ eşleşme katsayısı γ kayıp kazanç sabitinden büyükse:

$$\Omega_{1,2} = \beta \pm \sqrt{\kappa^2 - \gamma^2} \quad (2.51a)$$

$$\begin{pmatrix} A_{1,2} \\ B_{1,2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ -i\gamma/\kappa \pm \sqrt{1 - (\frac{\gamma}{\kappa})^2} \end{pmatrix} \quad (2.51b)$$

gerçek öz değerleri elde edilir. İkinci durum olarak ise κ eşleşme katsayısının γ kayıp kazanç sabitinden küçük olduğu durumdur. Bu şartlar altında öz değerler gerçekte değil kompleks eşlenik değerler alır.

$$\Omega_{1,2} = \beta \pm i\sqrt{\kappa^2 - \gamma^2} \quad (2.52a)$$

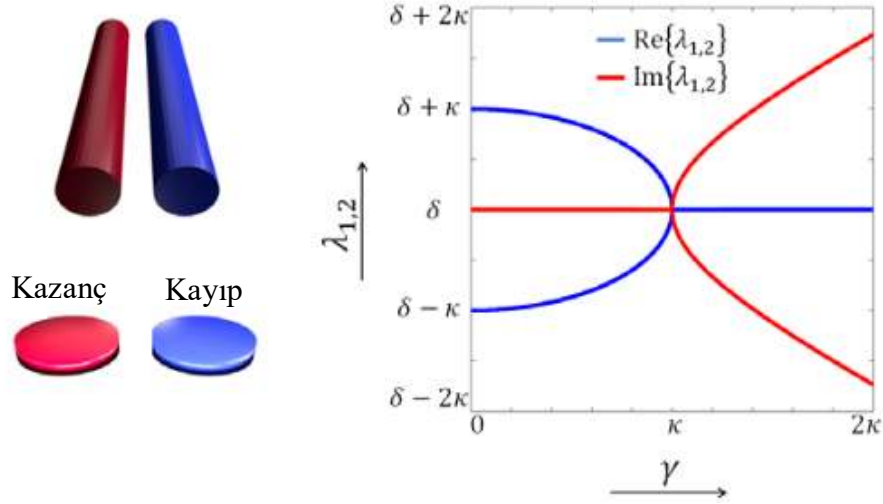
$$\begin{pmatrix} A_{1,2} \\ B_{1,2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ -i\gamma/\kappa \pm i\sqrt{1 - (\gamma/\kappa)^2} \end{pmatrix} \quad (2.52b)$$

Öz değerlerin gerçekteğerler yerine kompleks değerkleri almaya başladığı nokta ise simetri kırılma noktası olarak adlandırılır. Simetri kırılmasının gerçekleştiği durum olan $\kappa = \gamma$ durumu olağan dışı nokta (exceptional point) olarak isimlendirilir ve önemli bir özelliğe sahiptir. Bu noktada öz değerkler ve öz vektörler birbirleri ile aynıdır.

$$\Omega_{1,2} = \beta \quad (2.53a)$$

$$\begin{pmatrix} A_{1,2} \\ B_{1,2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} \quad (2.53b)$$

Şekil 2.7 Öz değerk ve öz vektörlerin kayıp kazanç değerkine göre değişimini göstermektedir.



Şekil 2.7. PT simetrik bir çiftleyicide öz değerklerin ve öz vektörlerin kayıp kazanç sabitine göre değişimi. (Christodoulides D. N. ve Miri M., 2014).

Grafikte lacivert ile çizilen eğri öz değerklerin gerçektek kısmının γ 'ya göre değişimini, kırmızı ile çizilen eğri ise öz değerklerin sanal kısmının γ 'ya bağlı değişimini göstermektedir. Sonuç olarak PZ simetrik bir dalga kılavuzunda simetri kırılmasından önce süper kiplerin ilerleme sabitleri birbirinden farklı, kompleks değerkleri ise sıfırdır. Simetri kırılmasından sonra ise süper kiplerin ilerleme sabitleri aynı olurken, kompleks

değerleri ise birbirlerinin eşleniği olmaktadır. Bu durum süper kiplerden birinin kazanç sağlarken diğerinin kayba uğradığı anlamına gelmektedir.

PZ simetrik bir yönsel çiftleyicide kayıp kazanç sabitinin değişimi simetri kırılma noktasına kadar süper kiplerin ilerleme sabitini değiştirmektedir. Simetri kırılma noktasında ise süper kiplerin ilerleme sabitleri aynı olmaktadır. İlerleme sabitlerinin kayıp kazanç sabitine bağlı olması kiplerin eşleşme sabitinin kayıp kazanç sabiti ile değişmesi anlamına gelmektedir. Eşleşme sabitinin kayıp kazanç sabiti ile olan ilişkisini elde etmek için ise eşitlik 2.12'den yararlanılabilir. Burada başlangıç koşulu olarak ışığın Şekil 2.2'deki gibi bir PZ simetrik çiftleyiciye $a'(z = 0)$ ve $b'(z = 0)$ şartı altında girdiği kabul edilirse $\sigma = (\kappa^2 - (\gamma/2)^2)^{1/2}$ tanımı yapılarak herhangi bir z konumunda optik alan dinamiği eşitlik 2.47'nin yardımıyla hesaplanabilir (Nazari ve Farshi., 2011):

$$\begin{bmatrix} a'(z) \\ b'(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a'(z = 0) \\ b'(z = 0) \end{bmatrix} \quad (2.54a)$$

$$T_{11} = \cos(\sigma z) + \frac{\alpha}{2\sigma} \sin(\sigma z) \quad (2.54b)$$

$$T_{12} = T_{21} = i \frac{\kappa}{\sigma} \sin(\sigma z) \quad (2.54c)$$

$$T_{22} = \cos(\sigma z) - \frac{\alpha}{2\sigma} \sin(\sigma z) \quad (2.54d)$$

Eşitlik 2.54a, 2.54b, 2.54c, 2.54d'deki 4 eşitlik incelendiğinde PZ simetrik bir çiftleyicide ışığın z yönündeki ilerleyişi ortamda bulunan kayıp ve kazanç ortamlarından dolayı asimetric bir değişim göstermektedir (Ruter ve ark. 2010).

PZ simetrik bir çiftleyicide ışığın kazancın olduğu koldan kaybın olduğu kola eşleşme uzunluğu ile tam tersi yöndeki eşleşme uzunluğu aynı değildir. Böyle bir çiftleyicide toplam eşleşme uzunluğu ışığın kazanç (kayıp) kolundan kayıp (kazanç) koluna ve tekrar başlangıç koluna geri döndüğü eşleşme uzunluğu eşitlik 2.55'de verildiği gibidir.

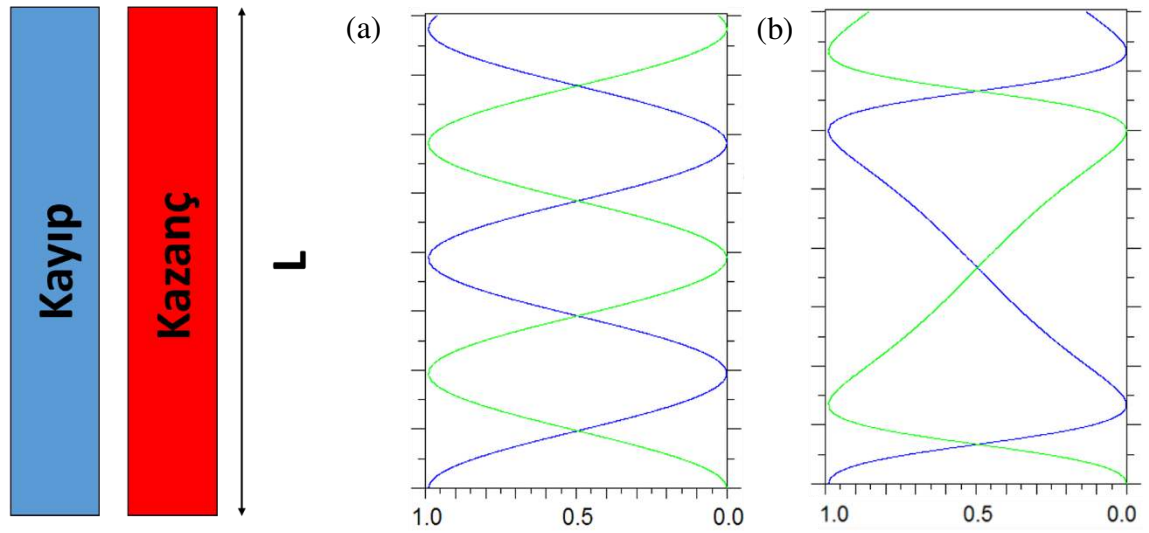
$$L_{c_T} = \pi/\sigma \quad (2.55)$$

Kayıp kolundan kazanç koluna olan eşleşme uzunluğu $L_{c_{L \rightarrow G}}$ ve kazanç kolundan kayıp koluna olan eşleşme uzunluğu $L_{c_{G \rightarrow L}}$ aşağıda verilen şekilde tanımlıdır (Nazari ve Abdollahi, 2018).

$$L_{c_{L \rightarrow G}} = \arcsin(\sigma/\kappa)/\sigma \quad (2.56a)$$

$$L_{c_{G \rightarrow L}} = L_{c_T} - \arcsin(\sigma/\kappa)/\sigma \quad (2.56b)$$

PZ simetrik bir çiftleyicide ışığın ilerleme yönü boyunca ışığın normalize alan değişimi kayıp kazanç sabitinin sıfır olduğu (aynı zamanda Hermisyen çiftleyici anlamına gelmekte) durum ile γ kayıp kazanç sabitinin 1.5κ olduğu durum için Şekil 2.4'te verilmiştir. Burada başlangıç koşulu olarak ışığın çiftleyicinin kayıp kolundan girdiği kabulü yapılmıştır.



Şekil 2.8. PZ simetrik bir çiftleyicide kayıp kazanç sabitinin sıfır olduğu (a) durum ile 1.5κ olduğu (b) durum için ışığın ilerleme yönündeki şiddet değişimi. Kayıp ve kazançların bulunduğu ortamda ışık, çiftleyicinin kolları arasında asimetric olarak yayılmaktadır.

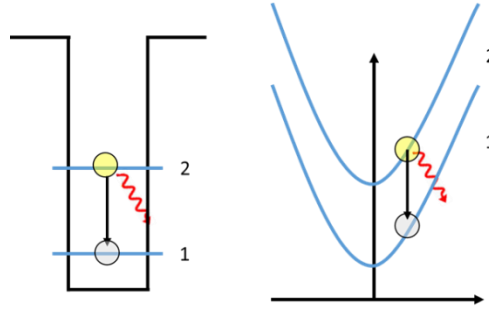
Grafik incelendiğinde PZ simetrik bir ortamda ışığın çiftleyicinin kolları arasında asimetrik yayıldığı görülmektedir.

2.3 Kuantum Çağlayan Lazerler

Yarıiletken diyot lazerler uzun yıllardır telekomünikasyon alanından fiber optik uygulamalara kadar çok yaygın alanlarda kullanılmaktadır. Bu yarıiletken diyot lazerlerde ışımaya basitçe kristalin iletkenlik bandında bulunan elektron ile değerlik bandında bulunan boş rekombinasyonu ile oluşmaktadır. Işıma dalga boyunu ise bu iki bant arasındaki enerji farkı belirlemektedir.

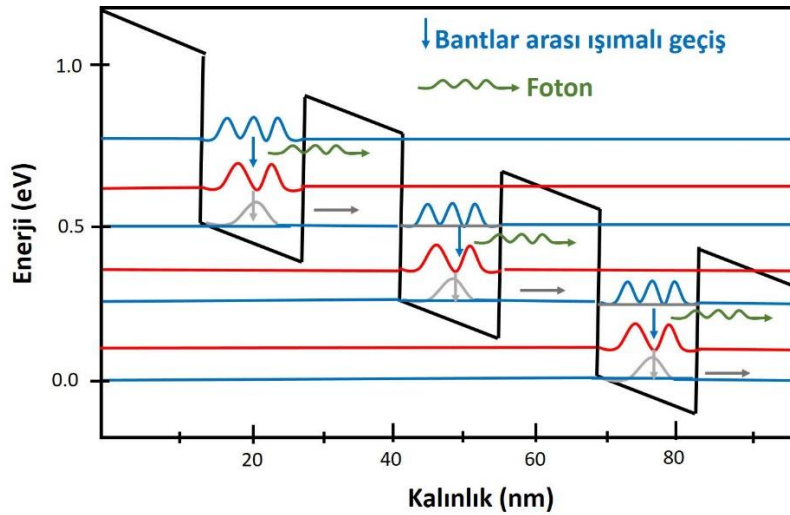
KÇ lazerler ise diğer yarı iletken diyot lazerlere göre daha farklı bir çalışma prensibine sahiptir. KÇ lazerleri diğer lazerlerden ayıran temel iki çok önemli özelliği vardır. Diğer diyot lazerlerin aksine KÇ lazerlerde ışımaya için yalnızca elektronlar kullanılmaktadır ve yine diğer lazerlerden farklı olarak çağlama mekanizmasına (cascading scheme) sahiptir (Sirtori, 2006). Bu prensibe dayalı ilk lazer ise 1994 yılında üretilmiştir (Faist, 1994).

KÇ lazerler farklı yasak enerji aralığına sahip yarıiletkenlerin üst üste büyütülmesiyle ortaya çıkan ve birkaç nm kalınlığında tabakalardan oluşan kuantum kuyularının oluşturduğu aktif bölgeye sahiptir. Bu kuyularda elektronlar (deşikler) iletkenlik bandında (değerlik bandında) kesikli enerji seviyelerine sahiptir. Kuantum kuyusundaki bir elektron bir enerji seviyesinden daha düşük başka bir enerji seviyesine geçerse ve bu geçiş sırasında enerjinin korunumu gereği foton yayar. Enerji seviyeleri arasındaki fark ise kuantum kuyularının genişliğine ve potansiyel derinliğine bağlıdır. Kuyunun genişliği azaltıldıkça enerji seviyeleri arasındaki fark artmaktadır. Sonuç olarak yayılacak fotonun dalga boyu da bu kuantum kuyularının genişliğine bağlı ancak, kullanılan materyalden bağımsız olmaktadır.



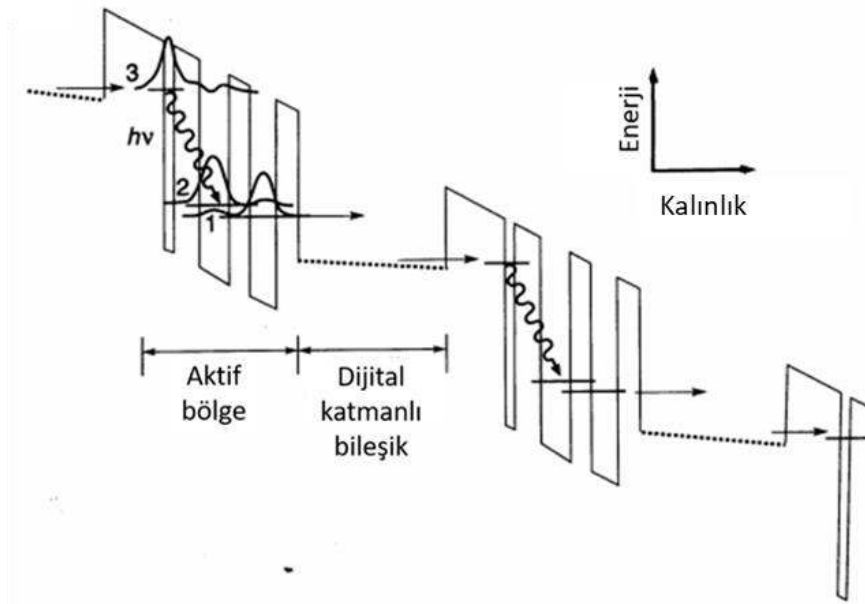
Şekil 2.9. Kuantum kuyusundaki bir elektronun foton yayma süreci. Kuantum kuyusunda bir enerji seviyesinde bulunan elektron daha düşük bir enerji seviyesine geçerek foton yayar

Bu koşul KÇ lazerlerin dalga boyunun istenilen şekilde belirlenmesinde kolaylık sağlamaktadır. Düşük enerji seviyesindeki elektron tünelleme ile yandaki kuyuya geçer ve besleme gerilimi nedeniyle eğilmiş olan kuyu enerji bant diyagramının da şematik olarak gösterdiği gibi foton yayma işlemini tekrarlar. Çağlayana benzeyen bu mekanizma ile besleme gerilimi ile yüksek enerjideki elektron bantlar içi geçiş ve çağlama süreci ile foton üretir. Bu mekanizmada standart lazer diyotların aksine bantlar arası geçişlere ve deşiklere ihtiyaç yoktur. KÇ lazerle genel olarak yarıiletken süper örgülerde mini bantlar arası geçişler (Razeghi M., 2009) bağlı durumlardan sürekli durumlara (bound to continuum) geçişler (Faist, 1994) ve fonon boşaltması yöntemleri kullanılarak tasarlanırlar (Capasso F., 1999) Bu çalışmada kullanılan KÇ lazer modeli 2 fonon boşaltmalı InAs/GaSb tabakalardan oluşan lazer tipidir.



Şekil 2.10. 2 fonon boşaltmalı ışıma sistemi

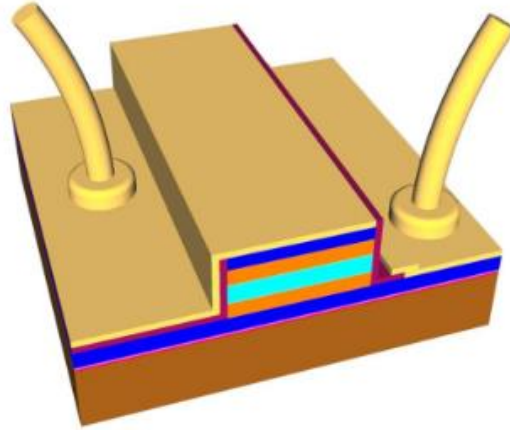
Mevcut $2.6\mu\text{m}$ 'den (Cathabard, 2010) THz KÇ lazer olarak da bilinen $250\mu\text{m}$ 'ye kadar ışıyan KÇ lazerler (Walther, 2007) bulunmaktadır. Genel olarak bu lazerlerde InGaAs/AlInAs/InP, GaAs/AlGaAs ve InAs/AlSb III-V gurubu yarı iletkenleri kullanılmaktadır. Aşağıda tipik bir KÇ lazerin işleyişi gösterilmektedir. Lazerin bir kademesi (stage) çeşitli kuvantum kuyularının oluşturduğu aktif bölge ile elektronların enerji düzeylerinin bir sonraki aktif bölge için düzenlendiği enjektör bölgesinden oluşmaktadır. Elektron yüksek enerji ile girdiği kuvantum kuyusundan (3) bir sonraki kuyunun alt enerji seviyesine (2) diyagonal olarak geçerken kızılötesinde ışıkmaktadır. Nüfus tersinirliğinin (population inversion) sürdürülebilmesi için düşük enerji seviyesinin (2) hızla boşaltılması gerekir. Bu işlem son enerji düzeyinden (2) bir boylamsal fonon enerjisi kadar daha düşük bir başka seviye (1) ile gerçekleştirilir. Bu yöntemle rezonant fonon boşaltması denir. Elektron bir sonraki kademede aynı şekilde ışık üretir. Bunu yapabilmesi için bir sonraki kademeden ilk enerji seviyesine (3) uygun enerjide olması gerekir ki bunu enjektör bölgesi sağlar. Çağlayarak ışık üreten elektron onlarca kademedan geçebilir ve güçlü bir ışık kaynağı oluşturabilir. Bu yöntemle oda sıcaklığında Watt mertebesinde ışık üretmek mümkündür. (Troccoli M., 2005)



Şekil 2.11. KÇ lazerlerde iletim bandı ve 3 seviyeli geçiş sistemi (Faist, 1994)

Şekil 2.11 J. Faist tarafından şematik hale getirilmiş KÇ lazer çalışma prensibini göstermektedir. KÇ lazerler temelde aktif bölge ve dinlenme/enjeksiyon (relaxation/injection) bölgesi olarak isimlendirilmiş iki önemli bölgeden oluşmaktadır. Aktif bölge standart üç seviyeli sistem gibi çalışmaktadır. Sıralı olarak gelen dinlenme/enjeksiyon bölgesinde ise elektronlar bir sonraki aktif bölgeye geçerler.

KÇ lazerler sırt dalga kılavuzu (ridge waveguide) geometrisinde standart mikro fabrikasyon yöntemleri ile üretilirler. Fotolitografik yöntemlerle desenlendirilen yarıiletken kristal malzeme önce plazma aşındırma yöntemleri ile aşındırılarak sırt oluşturulur. Daha sonra pasivasyon tabakası ile kaplandıktan sonra uygun metal kaplamalar ve altın tel bağlayarak ölçüme hazır hale getirilirler. Bu çalışmada gerçek çalışan bir KÇ lazerin parametreleri kullanılmıştır. Üretimi biten lazerin son hali şematik olarak Şekil 2.11’ de gösterilmiştir.



Şekil 2.12. Üretim aşaması tamamlanmış KÇ lazerin şematik gösterimi

3. MATERYAL VE YÖNTEMLER

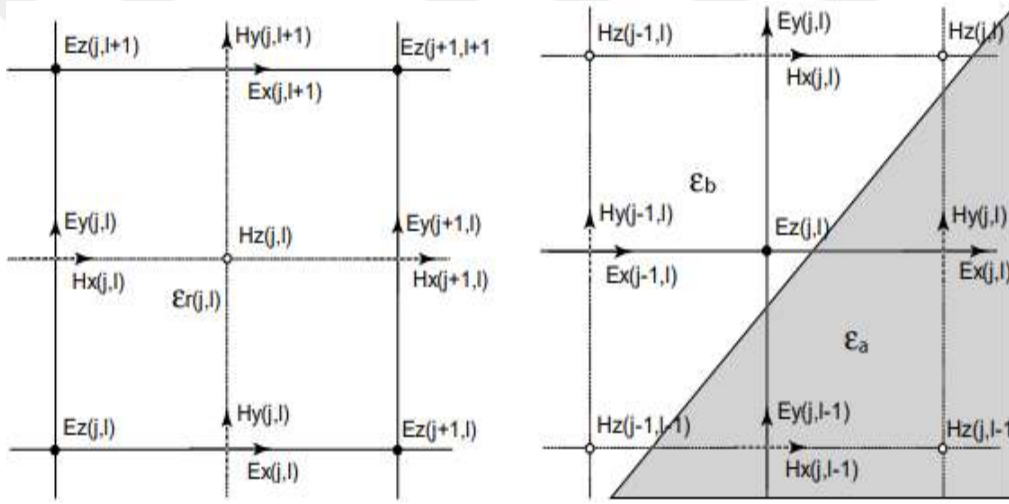
Yarı iletken aygıt teknolojisinin gelişmesi ile birlikte iletişimden optik sensörlere kadar çok farklı alanlarda tümleşik optik aygıtların üretimi gerçekleşmektedir. Bu aygıtlarda kullanılan dalga kılavuzlarının kiplerinin hesaplanması kılavuzlu dalga optiğinde (guided-wave optics) önemli bir konudur. Dalga kılavuzlarındaki kiplerin analitik olarak hesaplanması ise ancak basamak indisli yapıda ve basit geometrilerdeki dalga kılavuzlarında yapılabilmektedir (Zhu, 2002). Karmaşık geometrilerde bu tarz hesaplamaların analitik olarak yapılabilmesi oldukça çok zordur. Bu amaçla çeşitli nümerik metotlar geliştirilmiştir. Bu metotlar arasında en yaygın olarak kullanılan metotlardan biri sonlu farklar metodu (Stern, 1995) diğer ise sonlu elemanlar metodudur (Rahman, 1995). Sonlu farklar metodu basit formülasyonu ve nümerik uygulanabilirliği sayesinde diğer metotlara göre avantaj sağlamaktadır. Yöntemin detayları bölüm 3.2’de anlatılmıştır.

Elektromanyetik dalganın dielektrik dağılımı bilinen bir ortamda ilerleyişini hesaplayabilmek için yine çeşitli nümerik yöntemler bulunmaktadır. Zaman alanında sonlu farklar yöntemi ve sonlu elemanlar yöntemi bu problemleri çözmek içinde kullanılabilmektedir. Fakat bu yöntemlerin kullanılması özellikle büyük yapılarda hem büyük CPU kapasitesi istemekte hem de hesaplama zamanını oldukça artırmaktadır. Hem gereken CPU gücünü hem de hesaplamak için gereken süreyi azaltmak amacıyla sonlu farklar ışın ilerleme metodu geliştirilmiştir (Scarmozzino ve ark. 2000, Scarmozzino ve ark. 1991) Bu metodun diğer metotlara göre üstünlüğü istenilen hesaplamaları çok daha hızlı yapabilmesi ve daha düşük CPU gücü istemesidir. Bu yöntemin avantajları olduğu kadar diğer metotlara göre dezavantajları da bulunmaktadır. Metodun fiziksel detaylarına, avantaj ve dezavantajları bölüm 3.2’de anlatılmıştır.

3.1 Frekans Alanında Sonlu Farklar Yöntemiyle Öz Kip Çözücü

Sonlu farklar öz kip (eigenmode) çözme yöntemi diferansiyel Maxwell dalga denklemlerini, dalga kılavuzunun enine kesitinde ve frekans alanında diferansiyel terimleri sonlu farklara çevirerek kılavuzda yayılan her kiplin uzaysal dağılımını, etkin indisini ve kaybını hesaplamakta kullanılmaktadır. Zhu ve Brown (2002) tarafından önerilen çözüm yönteminde, öz kipler, rastgele çizilmiş bir dalga kılavuzu için sonlu

farklar algoritması Yee'nin iki boyutlu ayrıştırma yöntemi ile (Yee K. S., 1996) kullanılarak bulunmaktadır. Bu yöntemde dalga kılavuzunun enine kesiti iki boyutlu sanal bir ızgara örgüsü kullanılarak küçük dikdörtgenlere bölünmektedir. Izgaranın x ve y eksenleri çakıştığı her noktada elektrik ve manyetik alan bileşenleri sonlu farklar yöntemini kullanarak bir sonraki noktadaki elektrik ve manyetik alan bileşenleri elde edilmektedir. FDTD (zaman alanında sonlu farklar) yönteminde kullanılan ayrıştırma yöntemi bu öneride frekans alanında kullanılmaktadır. Ayrıca bu yöntemde kademeli (graded) ara yüzeylerde merdiven yaklaşımını geliştirmek amacıyla indeks ortalama yöntemi kullanılmaktadır (Zhu ve Brown, 2002). Şekil 3.1a'da Yee'nin iki boyutlu ağı ve Şekil 3.1b'de eğimli ara yüzeylerde ağ hücreleri gösterilmiştir.



Şekil 3.1. (a) Yee'nin iki boyutlu ağı (b) Eğimli ara yüzeylerde ağ hücreleri (Zhu ve Brown 2002)

Yee'nin iki boyutlu ağında ızgara üzerindeki her noktada elektrik alan ve manyetik alan bileşenleri bulunmakta ve enine alan bileşenleri birim hücrenin sınırına teğet olduğu için süreklilik koşulları sağlanmaktadır. Maxwell'in rotasyonel denklemlerinden faydalanan elektrik alan ve manyetik alan eşitlikleri aşağıdaki gibi yazılabilmektedir.

$$ik_0 H_x = \frac{\partial E_z}{\partial y} - i\beta E_y \quad (3.1a)$$

$$ik_0H_y = i\beta E_x - \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad (3.1b)$$

$$ik_0H_z = \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \quad (3.1c)$$

$$-ik_0\varepsilon_r E_x = \frac{\partial H_z}{\partial y} - i\beta H_y \quad (3.1d)$$

$$-ik_0\varepsilon_r E_y = i\beta H_x - \frac{\partial H_z}{\partial x} \quad (3.1e)$$

$$-ik_0\varepsilon_r E_z = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \quad (3.1f)$$

Bu eşitliklerin sonlu farklar yönteminde kullanılabilmesi için ayrıklaştırma (discretize) işleminin yapılması gerekmektedir. Eşitlik 3.1’de yer alan eşitlikler aşağıdaki şekilde yazılabilir:

$$ik_0H_x(j, l) = \frac{[E_z(j, l + 1) - E_z(j, l)]}{\Delta y} - i\beta E_y(j, l) \quad (3.2a)$$

$$ik_0H_y(j, l) = i\beta E_x(j, l) - \frac{[E_z(j + 1, l) - E_z(j, l)]}{\Delta x} \quad (3.2b)$$

$$ik_0H_z(j, l) = \frac{[E_y(j + 1, l) - E_y(j, l)]}{\Delta x} - \frac{[E_x(j, l + 1) - E_x(j, l)]}{\Delta y} \quad (3.2c)$$

$$-ik_0\varepsilon_{rx}(j, l)E_x(j, l) = \frac{[H_z(j, l) - H_z(j, l - 1)]}{\Delta y} - i\beta H_y(j, l) \quad (3.2d)$$

$$-ik_0\varepsilon_{ry}(j,l)E_y(j,l) = i\beta H_x(j,l) - \frac{[H_z(j,l) - H_z(j,l-1)]}{\Delta x} \quad (3.2e)$$

$$-ik_0\varepsilon_{rz}(j,l)E_z(j,l) = \frac{[H_y(j,l) - H_y(j-1,l)]}{\Delta x} - \frac{[H_x(j,l) - H_x(j,l-1)]}{\Delta y} \quad (3.2f)$$

Burada

$$\varepsilon_{rx}(j,l) = [\varepsilon_r(j,l) + \varepsilon_r(j,l-1)]/2 \quad (3.3a)$$

$$\varepsilon_{ry}(j,l) = [\varepsilon_r(j,l) + \varepsilon_r(j-1,l)]/2 \quad (3.3b)$$

$$\varepsilon_{rz}(j,l) = [\varepsilon_r(j,l) + \varepsilon_r(j-1,l-1) + \varepsilon_r(j,l-1) + \varepsilon_r(j-1,l)]/4 \quad (3.3c)$$

Eşitlik 3.3a, 3.3b ve 3.3c’de yer alan eşitlikler sayesinde komşu iki hücredeki kırılma indislerinin ortalaması alınarak yaklaşık kırılma indisi elde edilmektedir. Burada ortamın kırılma indisi ile dielektrik sabiti arasında $n^2 = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$ ilişkisi bulunmaktadır.

Eşitlik 3.2a, 3.2b ve 3.2c’de ve eşitlik 3.3a, 3.3b ve 3.3c’de yer alan eşitlikler matris formunda yazılırsa:

$$ik_0 \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & -i\beta I & U_y \\ i\beta I & 0 & -U_x \\ -U_y & U_x & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \quad (3.4a)$$

$$-ik_0 \begin{bmatrix} \varepsilon_{rx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{ry} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{rz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & -i\beta I & V_y \\ i\beta I & 0 & -V_x \\ -V_y & V_x & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{bmatrix} \quad (3.4b)$$

burada $\mathbf{I}$ kare birim matris, $\varepsilon_{rx}, \varepsilon_{ry}, \varepsilon_{rz}$ ise eşitlik 3’te tanımlanan şekilde diagonal matrislerdir. Burada $\mathbf{U}_x, \mathbf{U}_y, \mathbf{V}_x, \mathbf{V}_y$ birer kare matristir ve kare hesaplama penceresindeki

uygulanan sınır şartlarına bağlıdır. Sıfır değer (zero-value) sınır şartı hesaplama penceresi kenarlarına uygulandığında:

$$\mathbf{U}_x = \frac{1}{\Delta x} \begin{bmatrix} -1 & 1 & & & \\ & -1 & 1 & & \\ & & \ddots & \ddots & \\ & & & \ddots & \ddots \\ & & & & -1 & 1 \\ & & & & & -1 \end{bmatrix}, \mathbf{U}_y = \frac{1}{\Delta y} \begin{bmatrix} -1 & & & 1 & & \\ & -1 & & & \ddots & \\ & & \ddots & & & 1 \\ & & & \ddots & & \\ & & & & -1 & \\ & & & & & -1 \end{bmatrix} \quad (3.5a)$$

$$\mathbf{V}_x = \frac{1}{\Delta x} \begin{bmatrix} -1 & 1 & & & \\ & -1 & 1 & & \\ & & \ddots & \ddots & \\ & & & \ddots & \ddots \\ & & & & -1 & 1 \\ & & & & & -1 \end{bmatrix}, \mathbf{V}_y = \frac{1}{\Delta y} \begin{bmatrix} -1 & & & 1 & & \\ & -1 & & & \ddots & \\ & & \ddots & & & 1 \\ & & & \ddots & & \\ & & & & -1 & \\ & & & & & -1 \end{bmatrix} \quad (3.5b)$$

matrisleri elde edilir. Eşitlik 3.4a ve eşitlik 3.4b yardımıyla aşağıdaki öz değer denklemi türetilir.

$$\mathbf{P} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{P}_{xx} & \mathbf{P}_{xy} \\ \mathbf{P}_{yx} & \mathbf{P}_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \beta^2 \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \quad (3.6)$$

Burada

$$\mathbf{P}_{xx} = -k_0^{-2} \mathbf{U}_x \varepsilon_{rz}^{-1} \mathbf{V}_y \mathbf{V}_x \mathbf{U}_y + (k_0^2 \mathbf{I} + \mathbf{U}_x \varepsilon_{rz}^{-1} \mathbf{V}_x)(\varepsilon_{rx} + k_0^{-2} \mathbf{V}_y \mathbf{U}_y) \quad (3.7a)$$

$$\mathbf{P}_{yy} = -k_0^{-2} \mathbf{U}_y \varepsilon_{rz}^{-1} \mathbf{V}_x \mathbf{V}_y \mathbf{U}_x + (k_0^2 \mathbf{I} + \mathbf{U}_y \varepsilon_{rz}^{-1} \mathbf{V}_y)(\varepsilon_{ry} + k_0^{-2} \mathbf{V}_x \mathbf{U}_x) \quad (3.7b)$$

$$\mathbf{P}_{xy} = \mathbf{U}_x \varepsilon_{rz}^{-1} \mathbf{V}_y (\varepsilon_{ry} + k_0^{-2} \mathbf{V}_x \mathbf{U}_x) - k_0^{-2} (k_0^2 \mathbf{I} + \mathbf{U}_y \varepsilon_{rz}^{-1} \mathbf{V}_y) \mathbf{V}_y \mathbf{U}_x \quad (3.7c)$$

$$\mathbf{P}_{yx} = \mathbf{U}_y \varepsilon_{rz}^{-1} \mathbf{V}_x (\varepsilon_{rx} + k_0^{-2} \mathbf{V}_y \mathbf{U}_y) - k_0^{-2} (k_0^2 \mathbf{I} + \mathbf{U}_y \varepsilon_{rz}^{-1} \mathbf{V}_y) \mathbf{V}_x \mathbf{U}_y \quad (3.7d)$$

şeklinde tanımlanmaktadır. Eşitlik 3.6'da manyetik alan için üretilen öz değer denklemi manyetik alan için de türetilir.

$$\mathbf{Q} \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{Q}_{xx} & \mathbf{Q}_{xy} \\ \mathbf{Q}_{yx} & \mathbf{Q}_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix} = \beta^2 \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix} \quad (3.8)$$

Burada

$$\mathbf{Q}_{xx} = -k_0^{-2} \mathbf{V}_x \mathbf{U}_y \mathbf{U}_x \varepsilon_{rz}^{-1} \mathbf{V}_y + (\varepsilon_{ry} + k_0^{-2} \mathbf{V}_x \mathbf{U}_x) (k_0^2 \mathbf{I} + \mathbf{U}_y \varepsilon_{rz}^{-1} \mathbf{V}_y) \quad (3.9a)$$

$$\mathbf{Q}_{yy} = -k_0^{-2} \mathbf{V}_y \mathbf{U}_x \mathbf{U}_y \varepsilon_{rz}^{-1} \mathbf{V}_x + (\varepsilon_{rx} + k_0^{-2} \mathbf{V}_x \mathbf{U}_x) (k_0^2 \mathbf{I} + \mathbf{U}_x \varepsilon_{rz}^{-1} \mathbf{V}_x) \quad (3.9b)$$

$$\mathbf{Q}_{xy} = -(\varepsilon_{ry} + k_0^{-2} \mathbf{V}_x \mathbf{U}_x) \mathbf{U}_y \varepsilon_{rz}^{-1} \mathbf{V}_x + k_0^{-2} \mathbf{V}_x \mathbf{U}_y (k_0^2 \mathbf{I} + \mathbf{U}_x \varepsilon_{rz}^{-1} \mathbf{V}_x) \quad (3.9c)$$

$$\mathbf{Q}_{yx} = -(\varepsilon_{rx} + k_0^{-2} \mathbf{V}_y \mathbf{U}_y) \mathbf{U}_x \varepsilon_{rz}^{-1} \mathbf{V}_y + k_0^{-2} \mathbf{V}_y \mathbf{U}_x (k_0^2 \mathbf{I} + \mathbf{U}_y \varepsilon_{rz}^{-1} \mathbf{V}_y) \quad (3.9d)$$

Bu denklemler sayesinde E_t ya da H_t bileşenleri hesaplandığında diğer alan bileşenleri eşitlik 3.4a ve eşitlik 3.4b ile elde edilebilir.

Tezin 4. bölümünde KÇ lazer dalga kılavuzlarında kılavuzlanan kiplerin alan profillerinin ve ilerleme sabitlerinin elde edilmesinde Lumerical paket programının sonlu farklar öz kip çözücü yöntemi kullanılmıştır. Yöntem bu bölümde anlatılan matematiksel modellemeyi kullanmaktadır. Frekans alanında yapılan bu hesaplama ile yalnızca dalga kılavuzunun enine kesitinde hesaplamalar yapılmaktadır. Dalga kılavuzlarında elektromanyetik dalganın ilerleyişinin matematiksel modellemesi ise bir sonraki bölümde aktarılacaktır.

3.2. Sonlu Farklar Yöntemi İle Işın Yayılması

Sonlu farklar ışın ilerleme yöntemi (finite difference - beam propagation method) tümleşik optikte ve fiber optik aygıtları modellemede çok yaygın kullanılan yöntemlerden biridir. Mevcut modelleme yazılımlarının çoğunda bu yöntem kullanılmaktadır. Tezin 4. bölümünde kip ayırıcı tasarımının gerçekleştirilmesi kısmında Rsoft yazılımının BPM (beam propagation method) modülü kullanılmıştır. Bu modülde de sonlu farklar ışın ilerleme yöntemi uygulanmaktadır.

Elektromanyetik dalga denklemlerinin dielektrik dağılımı bilinen bir ortamda ilerleyişinin simüle edilmesi için BPM metodu dışında zaman alanında sonlu farklar yöntemi (FDTD) ve sonlu elemanlar yöntemleri (FEM) de kullanılmaktadır. BPM metodunun bu metotlara göre üstünlüğü ise elektromanyetik dalganın büyük uzunluklarda ilerleyişinin (dalga boyuna göre) modellenmesinde çok daha az CPU gücü gerektirmesidir. Böylelikle özellikle büyük yapıların modellenmesinde önemli zaman kazandırmaktadır. Yöntemin diğer metotlara göre dezavantajları da bulunmaktadır. Yöntem Helmholtz denklemini sonlu farklar yöntemi ile ve paraksial ya da parabolik yaklaşımı kullanarak çözmektedir. Bu yaklaşım ise bükümün fazla olduğu yapılarda, halka rezonatör gibi yapılarda ve ışığın optik eksenle yaptığı açının fazla olduğu hesaplamalarda doğru sonuç verememektedir. Hadley tarafından yapılan yaklaşımlar ile optik eksenle geniş açı yapan ışınlar ile de hesaplamalar yapılabilse de (Hadley, 1992) BPM metodunun geçersiz kaldığı hesaplamalar bulunmakla birlikte yönsel çiftleyici tasarımı, kip ayırıcı tasarımı, ışın birleştirici tasarımları gibi büyük boyutlardaki aygıtların modellenmesinde ise bu yöntem yaygın olarak kullanılmaktadır.

Nümerik hesaplamaların yapılabilmesi için başlangıç olarak ortamın kırılma indisi dağılımı $n(x,y,z)$ ve giriş dalga alanı $u(x,y,z=0)$ bilinmelidir. Yöntem bu bilgileri kullanarak hesaplama penceresinin geri kalan kısmında dalga alanını belirlemektedir. BPM yönteminde tek renkli dalgalar için gerçek dalga denklemine yaklaşım yapılarak elde edilen denklem nümerik olarak çözülür. Basit yaklaşımlar altında yalnızca skaler çözümler ve dar açıda ilerleyen ışınlar için çözümler elde edilebilmektedir. Fakat sonrasında bu yöntemle yapılan katkılar ile vektörel çözümler ve daha geniş açıda ilerleyen ışınlar için de çözümler yapılmaktadır.

3.2.1 Skaler ve paraksiyel BPM

Skaler ve paraksiyel BPM metodunda Helmholtz dalga denkleminde polarizasyon etkilerinin ihmal edildiği ve ışının optik eksene paralel yakın çok dar açıda ilerlediği kabul edilmektedir.

Helmholtz dalga denkleminde skaler alan yaklaşımı yapıldığında tek renkli bir ışık için:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + k(x, y, z)^2 \phi = 0 \quad (3.10)$$

eşitliği yazılır. Skaler elektrik alanı ifadesi $E(x, y, z, t) = \phi(x, y, z) e^{-i\omega t}$ şeklinde tanımlıdır. $k(x, y, z) = k_0 n(x, y, z)$ ifadesi ise uzaya bağımlı dalga sayısıdır. Skaler kabullenimin dışında BPM yönteminde yavaş değişen alan (slowly varying field) yaklaşımı da yapılmaktadır (Pedrola, 2015). Işığın ilerleyişinin ilerleme yönü olan z boyunca olduğu yani paraksiyel olduğu bir durumda alandaki en hızlı değişimi kılavuzlanma eksenine boyunca ilerlediği için faz değişimidir. Bu değişimi problemin çözümü dışında bırakmak için u ile gösterilen yavaşça değişen alan tanımı yapılır.

$$\phi(x, y, z) = u(x, y, z) e^{i\bar{k}z} \quad (3.11)$$

Burada $\bar{k}$ ortalama faz değişimini ifade etmektedir. Bu tanım Helmholtz denkleminde uygulanırsa:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + 2i\bar{k} \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + (k^2 - \bar{k}^2)u = 0 \quad (3.12)$$

ifadesi elde edilir. Bu yaklaşım yapıldığında u 'nun z 'ye bağlı değişimi çok yavaş olacağı için eşitlik 3.12'nin ilk terimi ihmal edilebilir. Bu yaklaşım sonucunda eşitlik 3.12 eşitlik 3.13'e indirgenebilir.

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{i}{2\bar{k}} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + (k^2 - \bar{k}^2)u \right) \quad (3.13)$$

Eşitlik 3.13 üç boyutlu temel BPM denklemdir. Bu denklemde başlangıç alanı $u(x, y, z)$ verilerek herhangi bir $z > 0$ noktasındaki alan hesaplanabilmektedir.

Bu yaklaşımın sağladığı avantajlar ve dezavantajlar bulunmaktadır. En önemli avantajlarından biri z 'nin ikinci dereceden bağımlılığının yavaşça değişen alan tanımı ile denklemden çıkarılması ikinci dereceden olan denklemi birinci dereceden bir denkleme çevirmektedir. Böylece denklem ilerleme yönü z boyunca basit bir integral işlemi ile çözülebilmektedir. Bu sonuç BPM yönteminde Helmholtz denkleminin çözümlerinin çok hızlı elde edilmesini sağlamaktadır.

Bununla birlikte yavaşça değişen alan yaklaşımı beraberinde dezavantajları da getirmektedir. Yaklaşım ışığı çoğunlukla z yönünde ilerlediğini (paraksiyellik) kabul etmektedir. Ayrıca bu yaklaşımda faz değişiminin ortalaması alındığı için faz değişiminin önemli olduğu girişim ölçer gibi çalışmalarda bu yöntem hatalara neden olabilmektedir. Yine ikinci türevin ihmal edilmesi geriye doğru ilerleyen dalgaların da ihmal edilmesi anlamına gelmektedir. Bu, yansımaların önemli olduğu tasarımların modellenmesinde doğru sonuçların alınmasına engel olmaktadır. BPM yöntemindeki bu dezavantajların önüne geçilmesi amacıyla yapılan çalışmalar ile BPM yönteminde vektörel hesaplamaların yapılması (Clauberg R. ve Allmen P., 1991, Huang W. ve Xu C. L., 1993), paraksiyel şartında yapılan geniş açı yaklaşımı ile daha geniş açılarda ilerleyen ışınların da hesaplanması (Yevick D. ve Glasner M. 1989, Hadley G. R. ,1992) ve yansımaların da (Rao H., Scarmozzino R., 1999) BPM yaklaşımı ile çözülmesi sağlanmıştır.

3.2.2. Nümerik çözümler ve sınır şartları

Eşitlik 3.13 kısmi diferansiyel bir denklemdir ve z doğrultusu boyunca nümerik teknikler kullanılarak hesaplanabilmektedir. Tümlleşik optikte en yaygın kullanılan nümerik yöntemlerden biri ise bir sonlu farklar yaklaşım yöntemi olan Crank - Nickholson yöntemidir (Yevick D. ve Hermansson B., 1990).

Sonlu farklar yaklaşımında xy enine kesit düzlemindeki alan ızgara üzerindeki kesikli noktalar üzerinde tanımlanır ve bu kesikli düzlemler ilerleme doğrultusu z boyunca uzanmaktadır. Çözümde temel amaç bir z düzleminde verilmiş olan alan ile nümerik yöntemler kullanılarak bir sonraki z düzlemindeki alanın hesaplanmasıdır.

Bu bölümde iki boyutlu uzayda çözüm anlatılacaktır. Aynı yöntem üç boyutlu uzay için de genelleştirilebilir. Izgaranın eşit Δx aralıklı noktalara ayrıldığı ve düzlemler arası mesafeninde Δz eşit aralıklı mesafelere ayrıldı bir uzayda u_i^n enine kesitteki bir i noktasında ve n . düzlemdeki bir alanı temsil etmektedir. Crank-Nicholson yönteminde eşitlik 3.13 alan dağılımı bilinen bir n düzlemi ile bilinmeyen $n + 1$ düzlemi arasındaki bir orta düzlem ile ifade edilir:

$$\frac{u_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta z} = \frac{i}{2\bar{k}} \left(\frac{\delta^2}{\Delta x^2} + (k(x_i, z_{n+1/2})^2 - \bar{k}^2) \right) \frac{u_i^{n+1} + u_i^n}{2} \quad (3.14)$$

Burada δ^2 ikinci dereceden diferans operatörü ve $z_{n+1/2} \equiv z_n + \Delta z/2$ olarak tanımlıdır.

Bu yöntemde denklem sonucu bir hesaplama penceresinde çözüldüğü için hesaplama penceresinin sınırındaki bir nokta ile hesaplama penceresinin dışındaki N noktası arasında bir sınır şartı uygulanması gerekmektedir. Burada sınır şartlarının uygun seçilmemesi durumunda sınırdaki ışın yapay yansımaları hesaba dahil olabilir ve bu durumda hesaplamada hatalar olabilir. En yaygın uygulanan sınır şartı şeffaf sınır şartıdır (Hadley G. R., 1991). Bu yaklaşımda temel olarak hesaplama penceresinin sınırında dalga kompleks üstel olarak tanımlanır ve böylece hesaplama penceresinin dışında kalan bir noktada alan bileşenleri tahmin edilebilmektedir.

3.2.3. Polarizasyonun BPM metoduna dahil edilmesi

Bölüm 3.2.1'de Helmholtz denklemine yapılan yaklaşımda polarizasyon etkileri denklemden çıkarılarak skaler bir Helmholtz denklemi elde edilmişti. Polarizasyonun dahil edilmesi için ise elektrik alanın bileşenleri E_x ve E_y dahil edilerek vektörel bir çözüm elde edilmektedir. Bu durumda yavaşça değişen alan yaklaşımı altında aşağıdaki eşitlikler elde edilir:

$$\frac{\partial u_x}{\partial z} = A_{xx}u_x + A_{xy}u_y \quad (3.15a)$$

$$\frac{\partial u_y}{\partial z} = A_{yx}u_x + A_{yy}u_y \quad (3.16a)$$

Burada A_{ij} kompleks diferansiyel operatörlerdir ve aşağıdaki şekilde tanımlanmaktadır.

$$A_{xx}u_x = \frac{i}{2\bar{k}} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial x} (n^2 u_x) \right] + \frac{\partial^2}{\partial y^2} u_x + (k^2 - \bar{k}^2) u_x \right\} \quad (3.17a)$$

$$A_{yy}u_y = \frac{i}{2\bar{k}} \left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} u_y + \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial y} (n^2 u_y) \right] + (k^2 - \bar{k}^2) u_y \right\} \quad (3.17b)$$

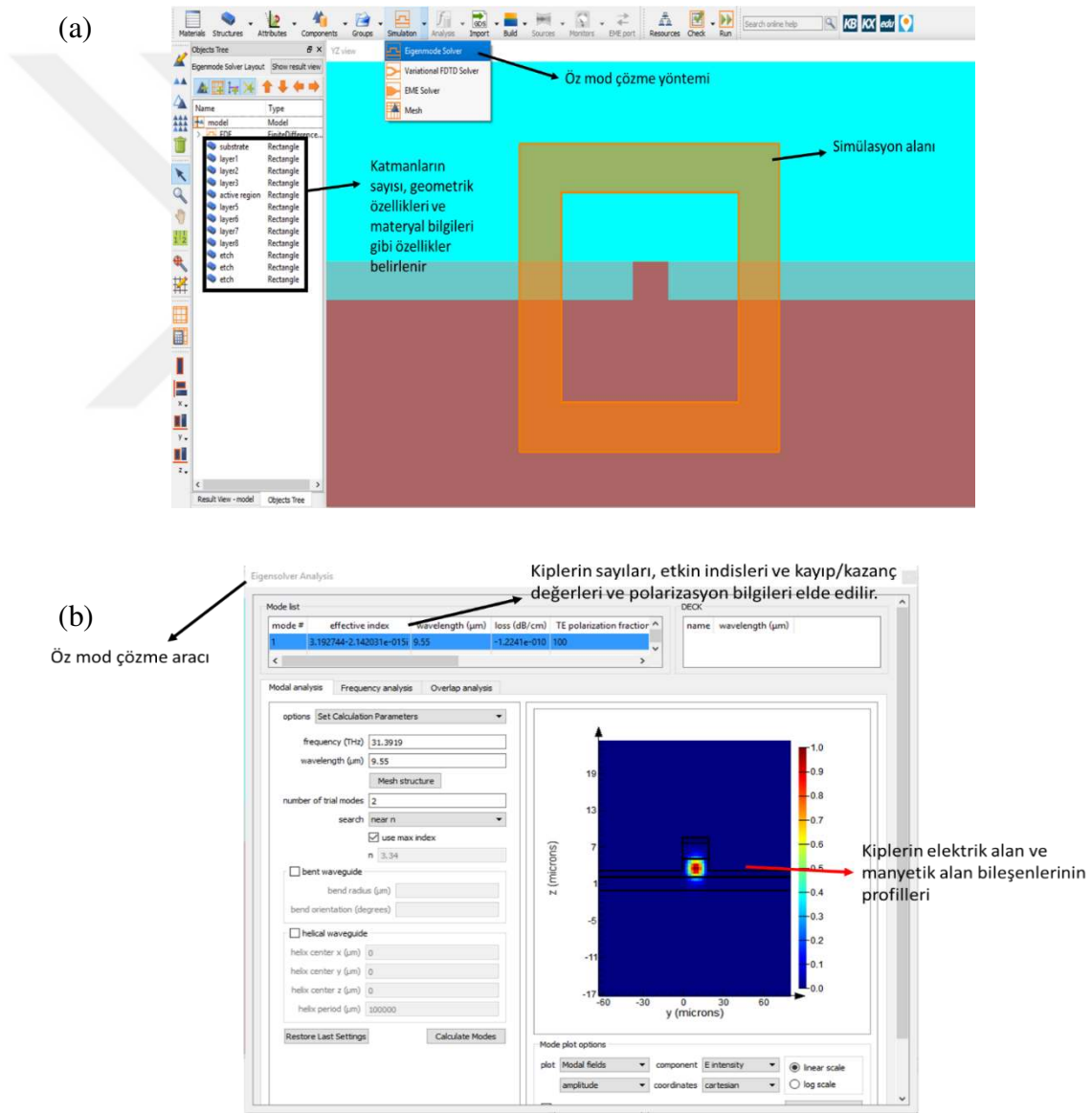
$$A_{yx}u_x = \frac{i}{2\bar{k}} \left\{ \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial x} (n^2 u_x) \right] + \frac{\partial^2}{\partial y \partial x} u_x \right\} \quad (3.17c)$$

$$A_{xy}u_y = \frac{i}{2\bar{k}} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial y} (n^2 u_y) \right] + \frac{\partial^2}{\partial y \partial x} u_y \right\} \quad (3.17d)$$

Burada A_{xx} ve A_{yy} operatörleri TE ve TM kiplerin farklı polarizasyon, alan deseni, ilerleme sabiti gibi özelliklerini tanımlamaktadır. A_{xy} ve A_{yx} köşegen dışı (off-diagonal) terimler ile polarizasyon çiftlenmesi ve geometrik etkilerden dolayı oluşacak hibrit kipleri tanımlamaktadır. Eşitlik 3.17a - 3.17d'de verilen denklemler tam vektörel BPM olarak tanımlanmaktadır.

4. BULGULAR VE TARTIŞMA

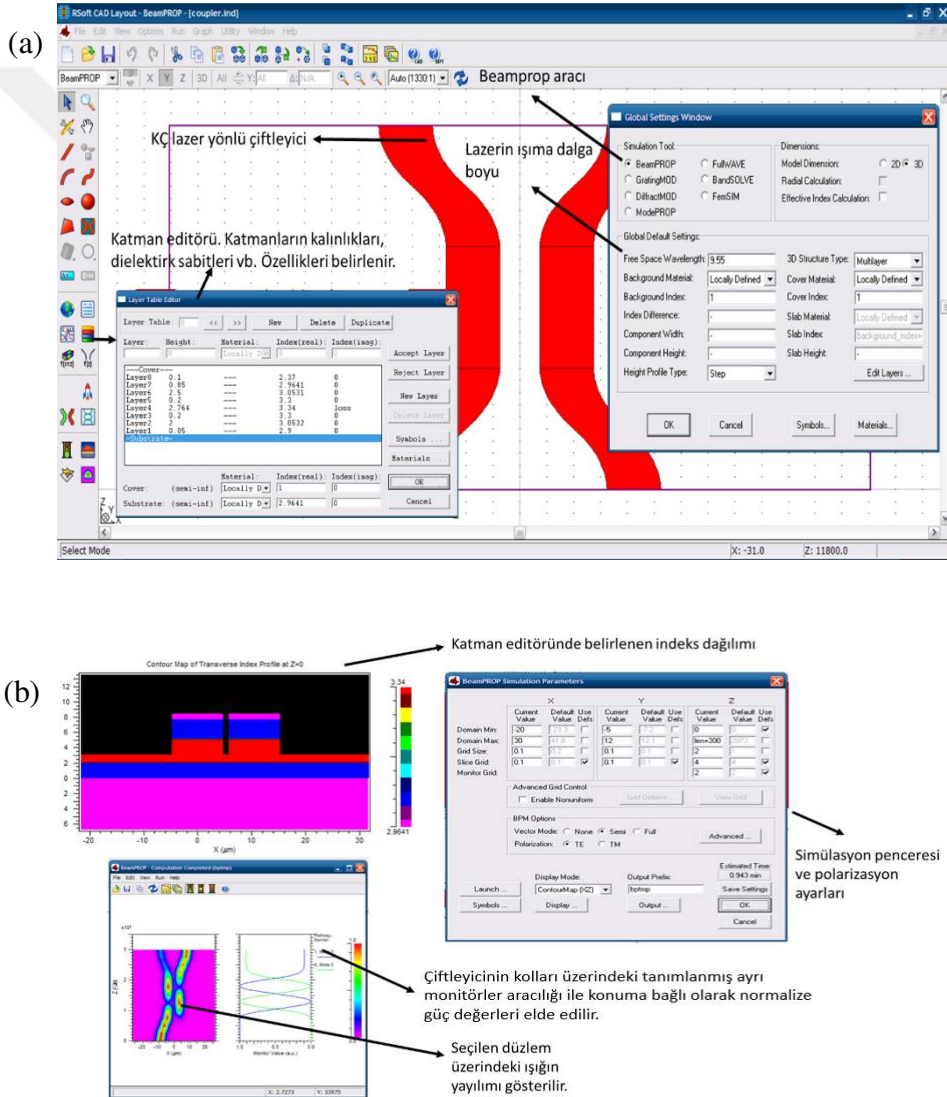
Bu bölümde kuramsal temelleri 2. bölümde anlatılan PZ simetrisini kullanarak KÇ lazerlerde TE_0 ve TE_1 enine kipini ayıran bir kip ayırıcı tasarımının detayları ve bölüm 3'te verilmiş olan nümerik yöntemler ile doğrulaması aktarılmıştır. Nümerik yöntemlerin uygulanması için iki farklı programdan yararlanılmıştır. Dalga kılavuzlarının kip profillerinin elde edilmesi için ara yüzü ve öz kip çözme aracının ayrıntıları Şekil 4.1a ve 4.1b'de verilmiş olan Lumerical paket programının öz kip çözme yöntemi kullanılmıştır.



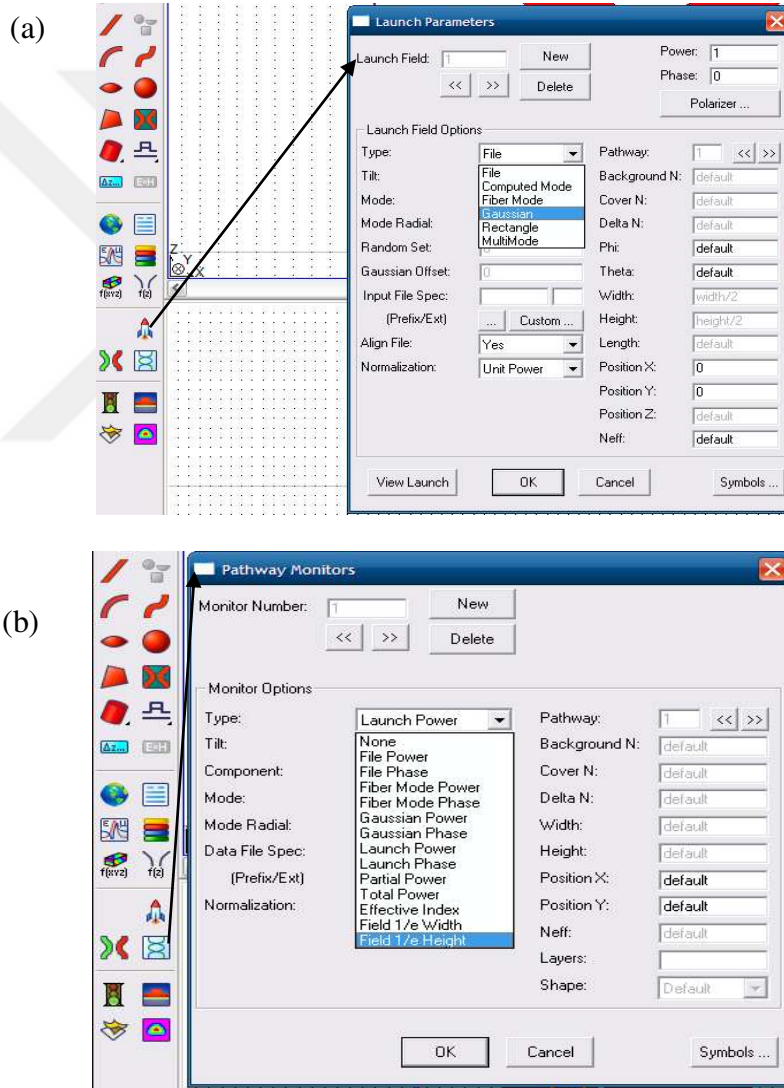
Şekil 4.1. (a) Lumerical ara yüzü ve (b) Öz kip çözme aracı

Öz kip çözme aracı ile kesit profili çizilen ve malzeme özellikleri belirlenen bir dalga kılavuzunda kılavuzlanan kipleri ya da yönsel bir çiftleyicinin süper kipleri istenilen dalga boyunda hesaplanabilmektedir. Bölüm 4.1’de hesaplanan kipler öz kip çözme aracı kullanarak hesaplanmıştır.

Kiplerin profilleri ve etkin indisleri hesaplaması yapıldıktan sonra tasarlanan KÇ lazer yönlü çiftleyici Rsoft paket programının Beamprop modülü ile yapılmıştır. Rsoft programının ve Beamprop modülünün detayları şekil 4.2a ve Şekil 4.2b’de verilmiştir.



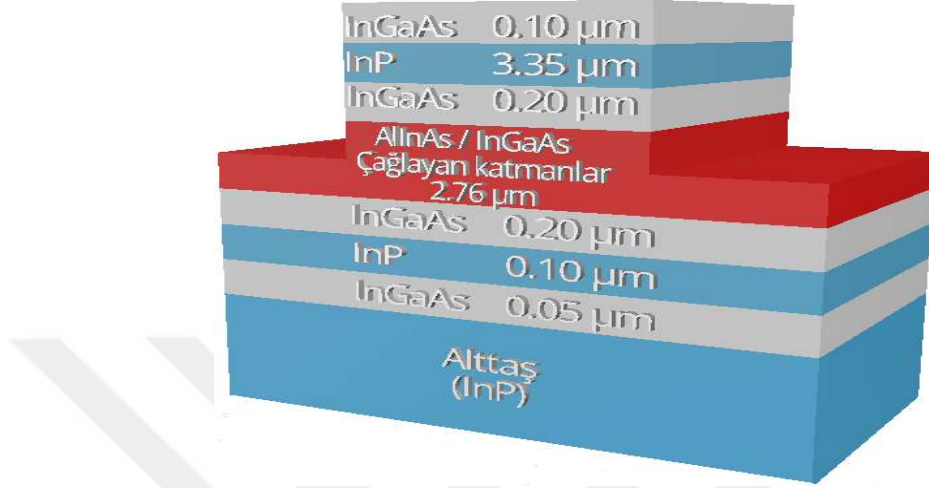
Katman editöründe hesaplamaları yapılacak olan dalga kılavuzunun optiksel özellikleri ve geometrileri belirlenir. Işın ilerleme metodunun bir gerekliliği olan başlangıç şartları ise Şekil 4a’da gösterilen başlatma düzenleyicisi (launch editor) sekmesinden ayarlanarak uyarılmanın Gauss dağılımı, kare dağılım, çok kipli dağılım ya da kılavuzda desteklenen kiplerden birinin seçilmesi sağlanarak simülasyon gerçekleştirilir. Simülasyon sırasında gözlemlenmesi istenilen Gauss dağılımındaki güç ya da toplam güç gibi değerler ise çizimi yapılan aygıt üzerinde tanımlanan monitörler aracılığı ile elde edilmektedir. Monitörler aracılığı ile alınabilecek bilgiler ise Şekil 4b’de gösterilmiştir.



Şekil 4.3. (a) Başlatma düzenleyicisi (launch editor) ile ışın ilerleme metodundaki başlangıç koşulları belirlenir. (b) Kullanılacak monitör şekli seçilir. Aygıt üzerinde belirlenen bölgelerde monitörler aracılığı ile Gauss dağılımındaki güç, toplam güç gibi değerler elde edilir

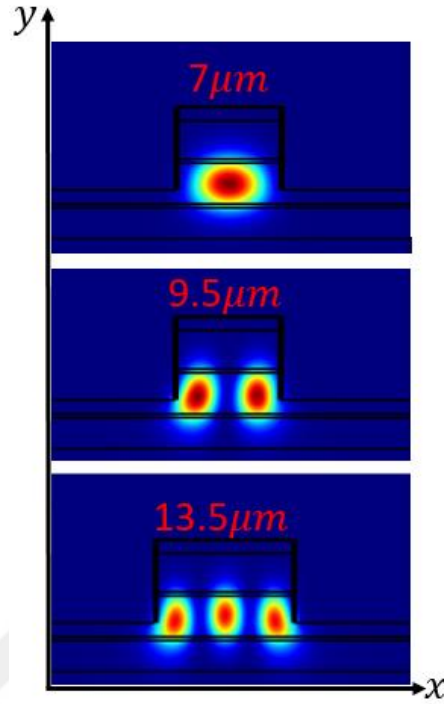
4.1 KÇ Lazer Dalga Kılavuzlarında Enine Kipler

Çalışma prensibi bölüm 2.3’de anlatılan KÇ lazerlerin yapısı Şekil 4.4’te verildiği gibidir.



Şekil 4.4. KÇ lazer dalga kılavuzunun indis dağılımı

Burada kırmızı ile gösterilmiş AlInAs/InGaAs ardışık yapı KÇ lazerlerin aktif bölgesini oluşturmaktadır. Aktif bölgeden daha düşük kırılma indisine sahip InGaAs tabakaları ile dalga kılavuzu yapısı elde edilmiştir. KÇ lazer dalga kılavuzları ile bir kip ayırıcının tasarlanması için öncelikle bu yapıdaki bir dalga kılavuzunun hangi geometride hangi kipleri desteklediği bilinmelidir. Bu kapsamda öncelikle çeşitli geometrilerde bu dalga kılavuzunun desteklediği kipler ve bu kiplerin alan desenlerinin hesaplanması için Lumerical paket programının normal kip çözücü yöntemi kullanıldı. Bu yöntem ile yapısı Şekil 4.4’te verilen ve 9.55 μm ışıma dalga boyuna sahip bir KÇ lazer dalga kılavuzu için farklı geometrilerde yapı tarafından desteklenen kipler hesaplandı. Farklı kılavuz genişliklerinde desteklenen kipler ve yapıları Şekil 4.5’te verilmiştir. Hesaplamalar sırasında tabaka kalınlığı (slab height) 3.2 μm sabit olarak seçildi, kılavuz genişliği ise 7 μm ile 13.5 μm arasında değiştirilmiştir.

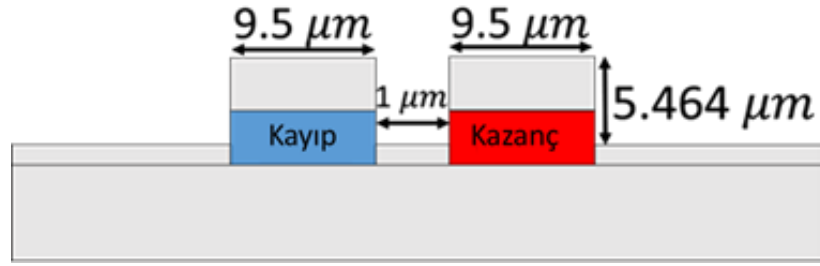


Şekil 4.5. Farklı kılavuz genişliklerinde desteklenen TE kip desenleri. Kılavuz genişliği artırıldıkça yüksek dereceden kilerin kılavuzlandığı görülmektedir. $7 \mu m$ 'de tek kipli çalışan KÇ lazerde $9.5 \mu m$ genişlikte TE_0 ve TE_1 , $13.5 \mu m$ genişlikte ise TE_0 , TE_1 ve TE_2 kipleri kılavuzlanmaktadır

Şekil 4.5 incelendiğinde yapının $9.5 \mu m$ 'ye kadar tek kipli sonrasında ise yüksek dereceden kiplerin kılavuzlanmaya başladığı görülmektedir. $13.5 \mu m$ 'da ise kılavuzda TE_0 , TE_1 ve TE_2 enine kipleri desteklenmektedir. Enine kip ayrıcı tasarımında TE_0 ile TE_1 ayrılması amaçlandığı için $9.5 \mu m$ kılavuz genişliğinin seçilmesi uygun olmaktadır.

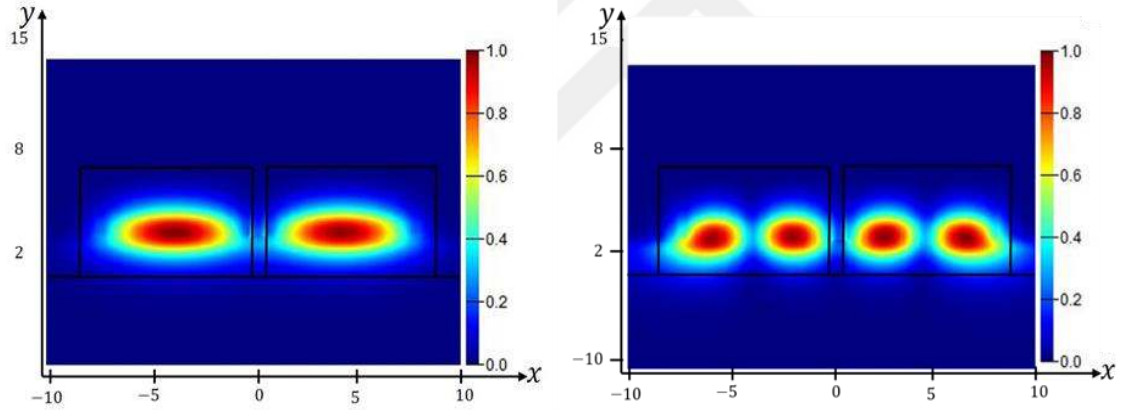
4.1.1 KÇ lazer dalga kılavuzları ile PZ simetrik çiftleyici tasarımı

Enine kipleri bir önceki bölümde hesaplanan KÇ lazer dalga kılavuzu ile PZ simetrik bir yönsel çiftleyici oluşturmak için ortamda kayıp ve kazançların olması gerekmektedir. Şekil 4.5'te gösterildiği gibi AlInAs/InGaAs ardışık yapılarının bulunduğu aktif bölgede kayıp kazanç ortamları modelleme sırasında ortamın kırılma indisine sanal terimler eklenerek sağlandı. Şekil 4.6'da oluşturulan yönsel çiftleyicinin geometrisi gösterilmektedir.



Şekil 4.6. KÇ lazer dalga kılavuzu ile oluşturulmuş PZ simetrik yönsel çiftleyicinin geometrik yapısı. Burada kırmızı ve mavi ile gösterilen bölgele KÇ lazerin aktif bölgeleridir ve bu ortamda bulunan kayıp ve kazançları temsil etmektedir

Böyle bir yönsel çiftleyiciye ait süper kiplerin hesaplanması için Lumerical'ın normal kip çözücü yöntemi kullanıldı. İlk durumda ortamda kayıp ya da kazancın bulunmadığı, Hermisyen bir sistemde hesaplamalar yapıldı.



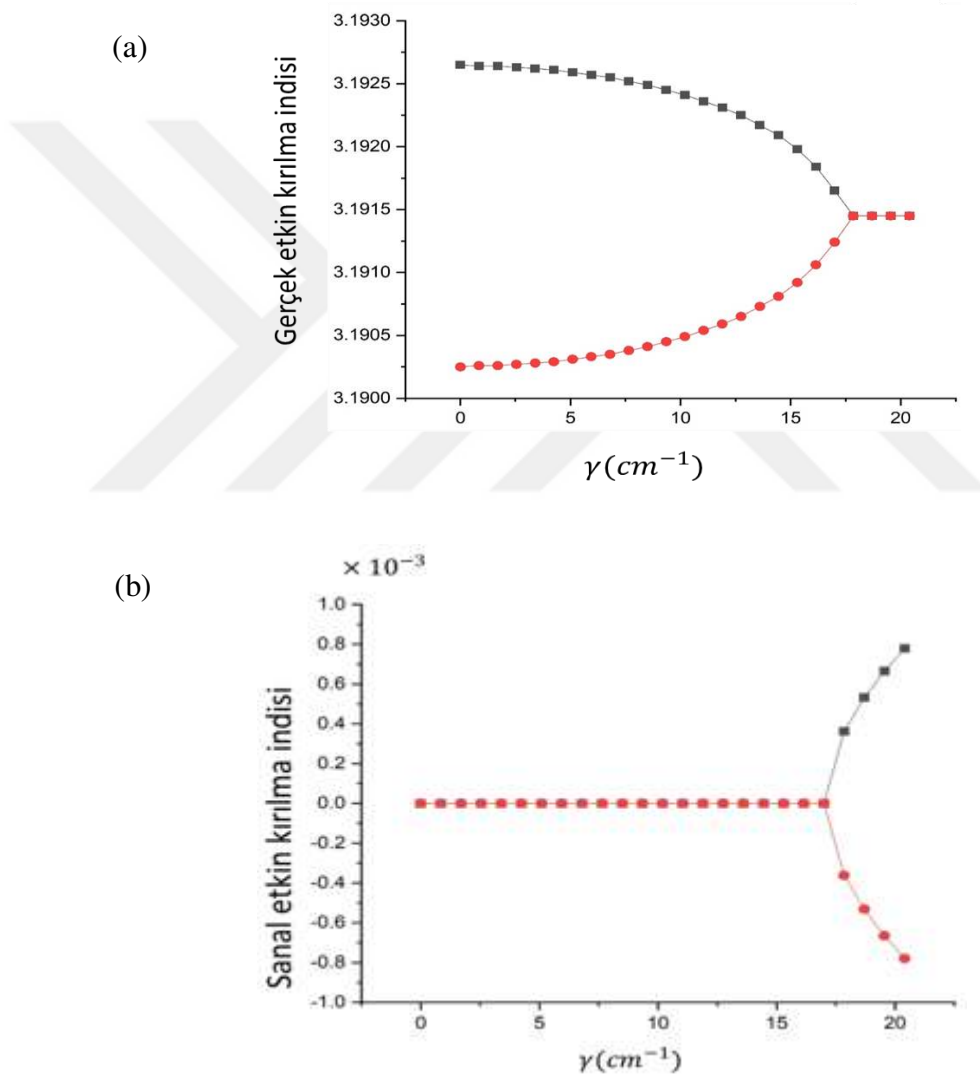
Şekil 4.7. KÇ lazer yönlü çiftleyicide kayıp ya da kazancın bulunmadığı Hermisyen bir sistem için öz mod çözme yöntemi ile elde edilen TE_0 ve TE_1 süper kiplerinin alan profilleri

Şekil 4.6'da yapıları çizilen süper kiplerin etkin kırılma indisleri TE_0 için 3.19274 ve 3.19036 , TE_1 kipi için ise 3.09764 ve 3.08500 olarak hesaplandı.

PZ simetrik çiftleyici tasarımın gerçekleşmesi için ise çiftleyicinin her iki kolu için de Şekil 4.6'te gösterildiği gibi aktif bölgede kayıp ve kazanç ortamları oluşturuldu. Optikte kayıp ve kazanç sabitleri ise genellikle cm^{-1} cinsinden verilmektedir. Sanal indekse tanımlanacak bir değerin kayıp ve kazanç sabiti olarak cm^{-1} cinsinden elde edilmesi için eşitlik 4.1'den yararlanılabilir.

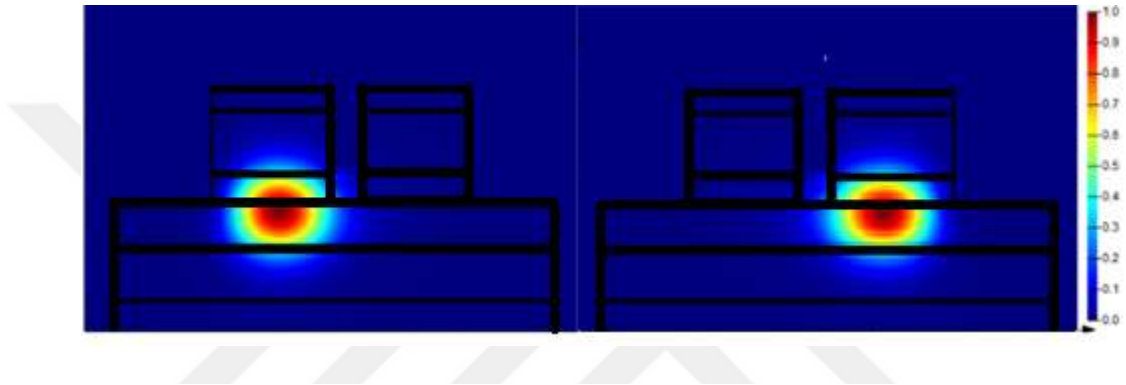
$$n_l = \frac{\gamma \cdot \lambda}{4\pi} \quad (4.1)$$

Burada $\gamma \text{ cm}^{-1}$ cinsinden kayıp kazanç sabitini ifade etmektedir. Süper kiplerin etkin kırılma indisinin γ sabiti ile değiştiği PZ simetrik dalga kılavuzları bölümünde gösterilmişti. Şekil 4.6’da geometrik tasarımı gösterilen KÇ lazer PZ simetrik dalga kılavuzunda süper kiplerin etkin kırılma indisinin γ sabiti ile değişimi gösterilmiştir.



Şekil 4.8. PZ simetrik bir dalga kılavuzunda TE_0 süper kiplerinin (a) gerçek ve (b) sanal etkin kırılma indislerinin γ 'ya bağlı değişimi. Olağan dışı noktada ve ötesinde ($\sim 15.5 \text{ cm}^{-1}$) süper kiplerin gerçek etkin kırılma indisleri eşit olurken, sanal indisleri ile eşlenik değerler almaktadır

Burada süper kiplerin sanal kırılma indislerinin belirli bir γ değerine kadar gerçek belirli bir γ değerinden sonra ise karmaşık eşlenik değerler almaya başladığı görülmektedir. Gerçek uzaydan çıkıp karmaşık değerlerin alınmaya başladığı nokta olağan dışı nokta olarak adlandırılır ve bu noktadan sonra grafikte görüldüğü gibi karmaşık değerler elde edilmektedir. Burada karmaşık değerlerin anlamı süper kiplerden birinin kazanç sağlarken diğerinin kayba uğraması anlamına gelmektedir. Şekil 4.9a ve 4.9b’de simetri kırılması sonrasında oluşan süper kiplerin alan desenleri ve etkin kırılma indisleri yer almaktadır.



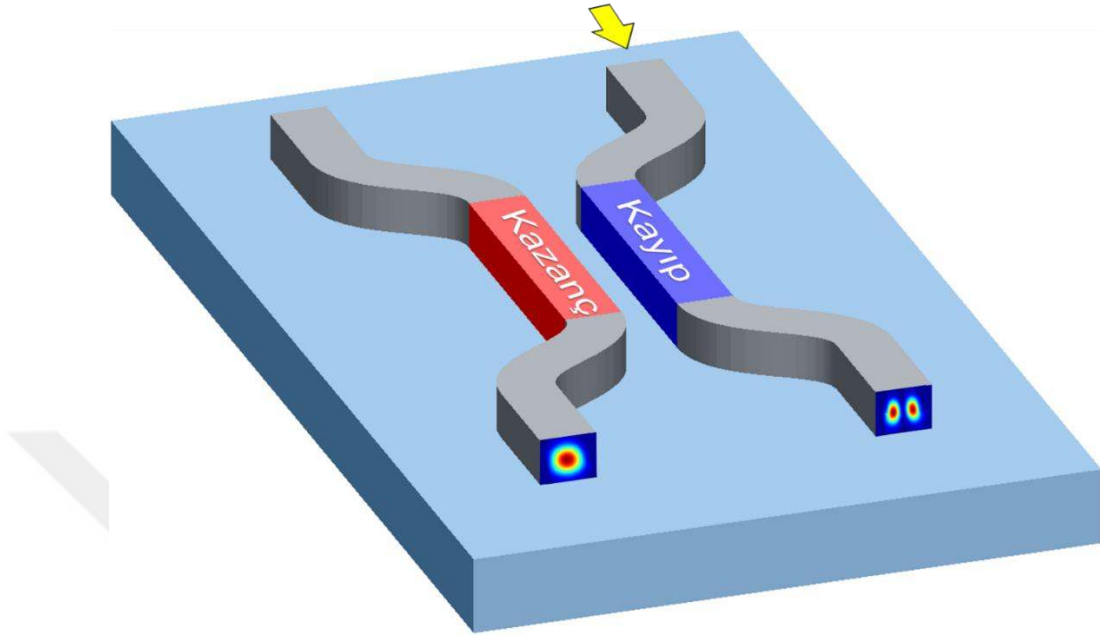
Şekil 4.9. Simetri kırılması sonrasında süper kiplerin etkin indisleri ve alan desenleri. Süper kiplerden biri pozitif sanal indise sahip ve dolayısı ile kayba uğrarken diğeri ise negatif sanal indise sahiptir ve kazanç elde eder

Kılavuzda desteklenen bir diğer kip olan TE_1 kipi ise TE_0 kipine göre daha yüksek bir eşleşme katsayısı κ 'ya sahip olduğu için süper kipler bu γ değerinde sadece gerçek uzayda değerler almaktadır. Bu sonuç aynı zamanda bu şartlar altında KÇ lazerin tek kipli çalışacağı anlamına da gelmektedir. Böylelikle tek kipli çalıştırılmak istenen bir KÇ lazerde PZ simetrisi sayesinde daha geniş kılavuz genişliğinde yine tek kipli olarak çalışabilmektedir. Böylelikle daha yüksek güçlerde tek kipli lazer elde edilmesi sağlanabilir.

4.2 KÇ Lazer Dalga Kılavuzlarında Kip Ayırıcı Tasarımı

Tümleşik optikte kip ayırıcılar çok çeşitli amaçlarla kullanılabilmektedir. Kiplerin ayrılmasını sağlamak amacı ile literatürde çeşitli geometrilerde yapılar üretilerek bu amaca ulaşılmıştır. Bu çalışmanın temel amacını oluşturan kip ayırıcının tasarlanması için

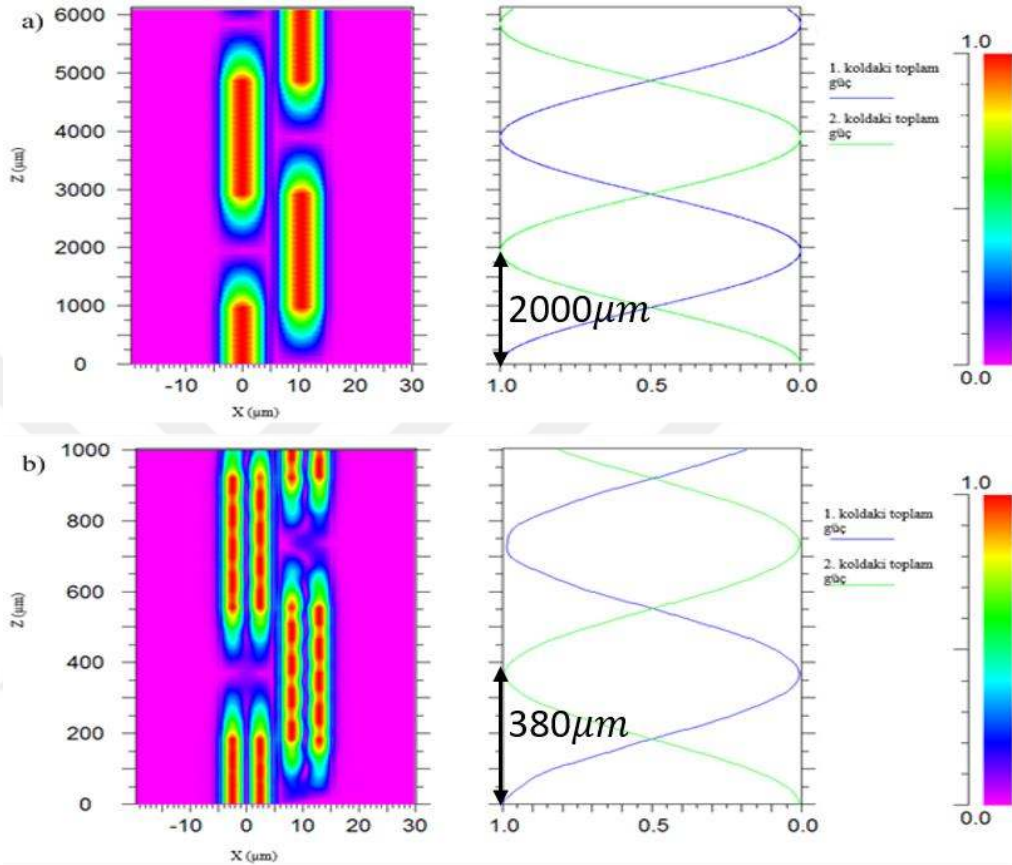
ise bu çalışmada farklı geometrilerden yararlanmak yerine şematik gösterimi Şekil 4.10'da verilmiş olan PZ simetrik bir yönsel çiftleyiciden tasarlandı.



Şekil 4.10. PZ simetrik yönsel çiftleyici. TE_0 ve TE_1 kipleri çiftleyicinin kayıp kolundan uyarılmaktadır. Kayıp ve kazançların bulunduğu eşleşme bölgesi sonunda TE_0 ve TE_1 kipleri çiftleyicinin farklı kollarından ayrılarak kiplerin ayrıştırılması sağlanır

PZ simetrisinin eşleşme katsayısı üzerindeki etkisi bu tasarımın temelini oluşturmaktadır. Bir düz ve eş yapıdaki yönsel çiftleyicide enine kiplerin ayrılabilmesi ancak eşleşme uzunlukları arasındaki oranın 2 ya da 2'nin katları olduğu durumda sağlanabilmektedir. Bu şart sağlandığında uygun eşleşme uzunluğu sonucunda kipler çiftleyicinin farklı kollarında ilerleyecektir. Bu durumun Hermisyon sistemlerde sağlanabilmesi ise ancak uygun geometrinin (tabaka kalınlığı, kılavuz genişliği, çiftleyicinin kolları arasındaki mesafe vb.) sağlanması durumunda elde edilebilmektedir ve bu durum tasarımın geometrisini oldukça sınırlamaktadır. Böyle bir tasarımda ise olası üretim hataları ya da üretimdeki toleransın yüksek olması kip ayırıcıda ulaşılacak performansı etkileyecektir. PZ simetrisinin daha önce bölüm 2.2.2.1'de gösterildiği üzere kiplerin eşleşme katsayısı üzerindeki etkisi sayesinde hem olası üretim hatalarındaki sorunların yaratacağı problemlerin önüne geçilmesinde hem de istenilen geometrilerde kip ayırıcı tasarlanmasını kolaylaştırmaktadır.

Bölüm 4.1.1’de tasarımı ve simülasyonları yapılan KÇ lazer dalga kılavuzları ile oluşturulmuş PZ simetrik bir yönsel çiftleyicide kayıp kazanç değeri γ ’nın 0 olduğu ilk durum için TE₀ ve TE₁ kipinin eşleşme uzunluklarının elde edilmesi için sonlu farklar ışın ilerleme yöntemi kullanıldı. Şekil 4.11 simülasyona ait sonuçları göstermektedir.

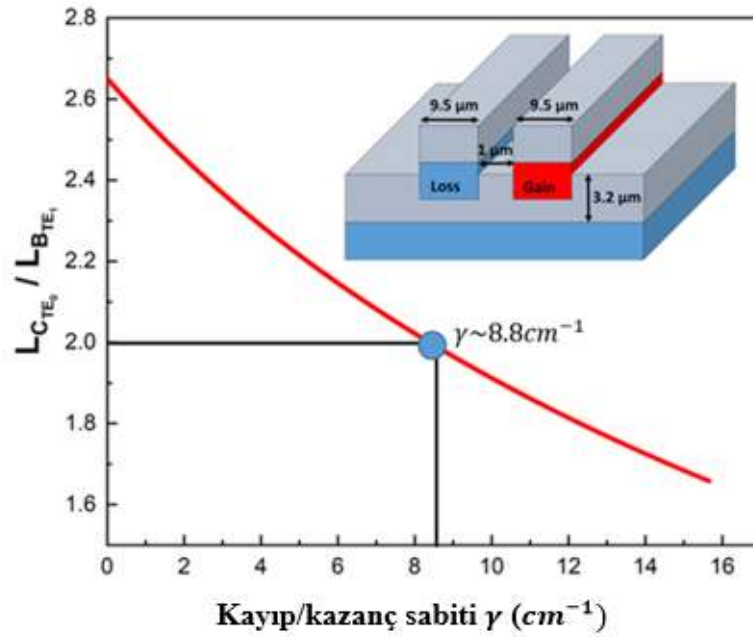


Şekil 4.11. Sonlu farklar ışın ilerleme yöntemi ile (a) TE₀ ve (b) TE₁ kipi için elde edilen eşleşme uzunlukları. Çiftleyicinin kolları üzerinde tanımlanan monitörler aracılığı ile konuma bağlı güç değerleri elde edilerek eşleşme uzunlukları belirlenmiştir

Grafikler incelendiğinde TE₀ için eşleşme uzunluğunun $2000 \mu m$ ($\kappa = 7.8 \text{ cm}^{-1}$), TE₁ kipi için ise eşleşme uzunluğunun $380 \mu m$ ($\kappa = 41.4 \text{ cm}^{-1}$) olduğu görülmektedir. Bu eşleşme uzunlukları kılavuzların geometrisi üzerinde değişiklik yapmadan ayrılmasına olanak sağlamamaktadır. Fakat ortamda dahil edilecek kayıp ve kazanç ortamları ile bu eşleşme uzunluklarının değiştirilmesi mümkündür. Eşitlik 2.56a ve eşitlik 2.56b kiplerin eşleşme uzunluklarının kayıp kazanç sabiti γ ’ya bağlılığını ifade etmektedir. Kiplerin eşleşme uzunlukları kayıp kolundan kazanç koluna ve kazanç kolundan kayıp koluna farklıdır. Yani ışık çiftleyicide asimetrik bir iletme sahiptir. Eşleşme uzunluklarının

değişimi aynı zamanda kayıp kazanç sabitinin sıfır olduğu durumdaki κ başlangıç eşleşme katsayısına da bağlıdır. Bu durum TE_0 ve TE_1 kipinin eşleşme uzunluklarının değişiminin farklı olmasını yani eşleşme uzunlukları arasındaki oranın γ 'ya bağlı olarak değişmesini sağlamaktadır.

TE_0 ve TE_1 kiplerinin uygun çiftleyici uzunluğu ile ayrılabilmesi için eşleşme uzunlukları arasındaki ilişkinin tanımlanması gerekmektedir (Keskinden S. ve Aynılı A., 2019). Bu amaçla TE_0 kipinin kazanç kolundan kayıp koluna olan çapraz eşleşme uzunluğu (cross) $L_{C_{TE_0}}$, TE_1 kipinin kazanç kolundan kayıp koluna ve tekrar kayıp kolundan kazanç koluna geri eşleştiği uzunluk olan eşleşme uzunluğu ise düz eşleşme uzunluğu (bar) $L_{B_{TE_0}}$ olarak tanımlanmıştır. Bu tanımlarının kayıp kazanç sabitine bağlı değişimi eşitlik 2.56a ve eşitlik 2.56b ile hesaplandı ve bu iki uzunluk arasındaki oranın değişimi elde edilerek Şekil 4.12'de gösterilmiştir.



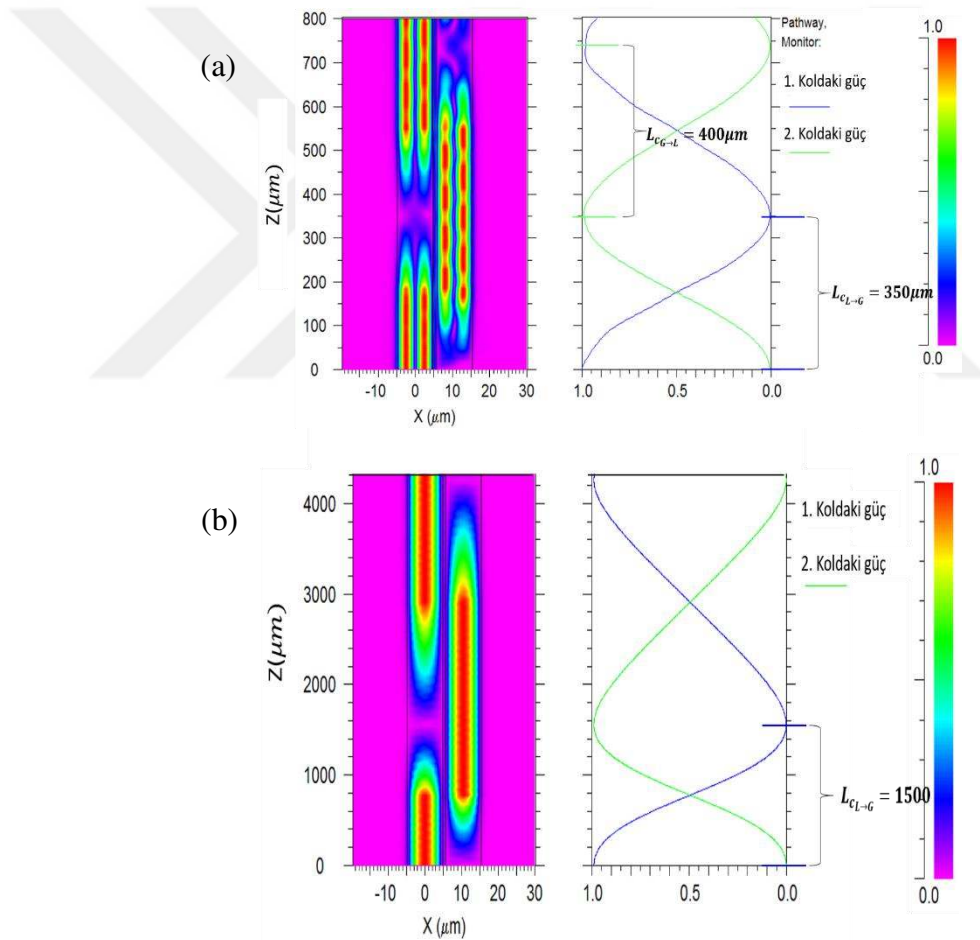
Şekil 4.12. Eşleşme uzunlukları $L_{C_{TE_0}}/L_{B_{TE_0}}$ oranının γ sabitine bağlı değişimi. 2 oranının elde edilebilmesi için γ sabitinin $8.8 cm^{-1}$ seçilmesi gerektiği görülmektedir

Grafik incelendiğinde kayıp kazanç sabiti $\gamma 8.8 cm^{-1}$ seçilirse eşleşme uzunlukları arasındaki oranın 2 olacağı görülmektedir. Bu oran yönsel çiftleyicide uygun eşleşme uzunluğu belirlenerek kiplerin ayrılabilceği anlamına gelmektedir. Eşitlik 2.56a ve eşitlik 2.56b kullanılarak $L_{C_{TE_0}} = 1500 \mu m$ ve $L_{B_{TE_1}} = 750 \mu m$ olarak hesaplanmıştır.

Böylelikle $1500\ \mu\text{m}$ eşleşme uzunluğuna sahip bir yönsel çiftleyicide bu kiplerin çiftleyicinin farklı çıkış portunda ilerlemesi beklenmektedir. Bölüm 4.3'te tasarımın sonlu farklar ışın ilerleme yöntemi ile doğrulanması yapılmıştır.

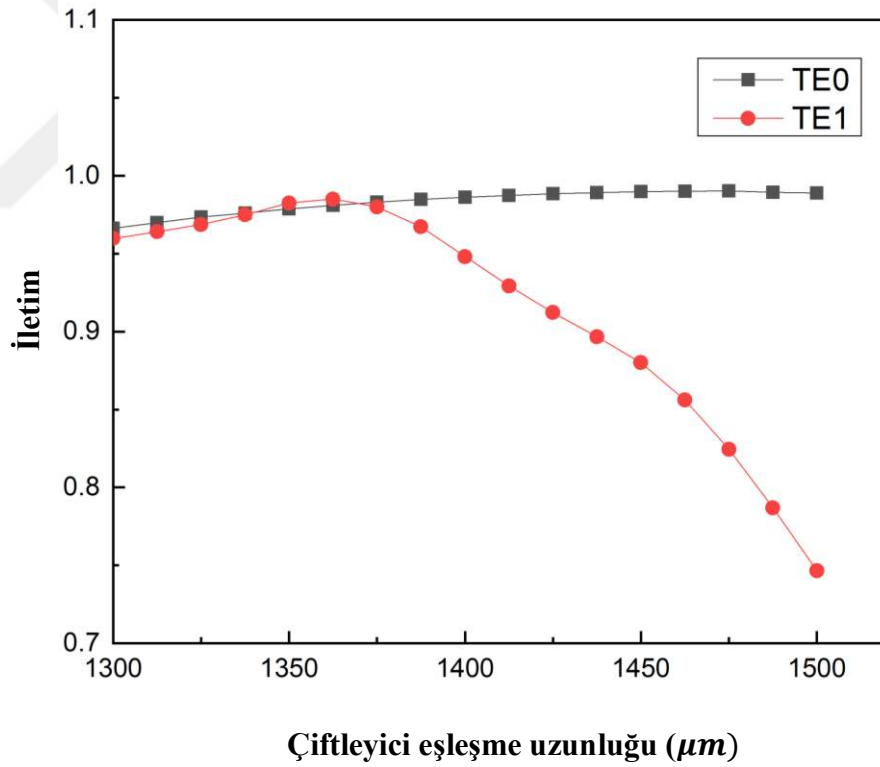
4.3 Kip Ayrıcı Tasarımının Sonlu Farklar Işın İlerleme Metodu İle Doğrulanması

Bölüm 4.2'de kiplerin eşleşme uzunluklarının değişimi elde edilerek kiplerin ayrıştırılması için gerekli γ sabiti belirlenmişti. Bu bölümde belirlenen γ sabiti ile sonlu farklar ışın ilerleme metodu kullanılarak kiplerin eşleşme uzunlukları elde edilmiştir. Şekil 4.13 simülasyona ait sonuçları göstermektedir. Simülasyonda ışık çiftleyicinin kayıp bulunan kolundan uyarılmıştır.



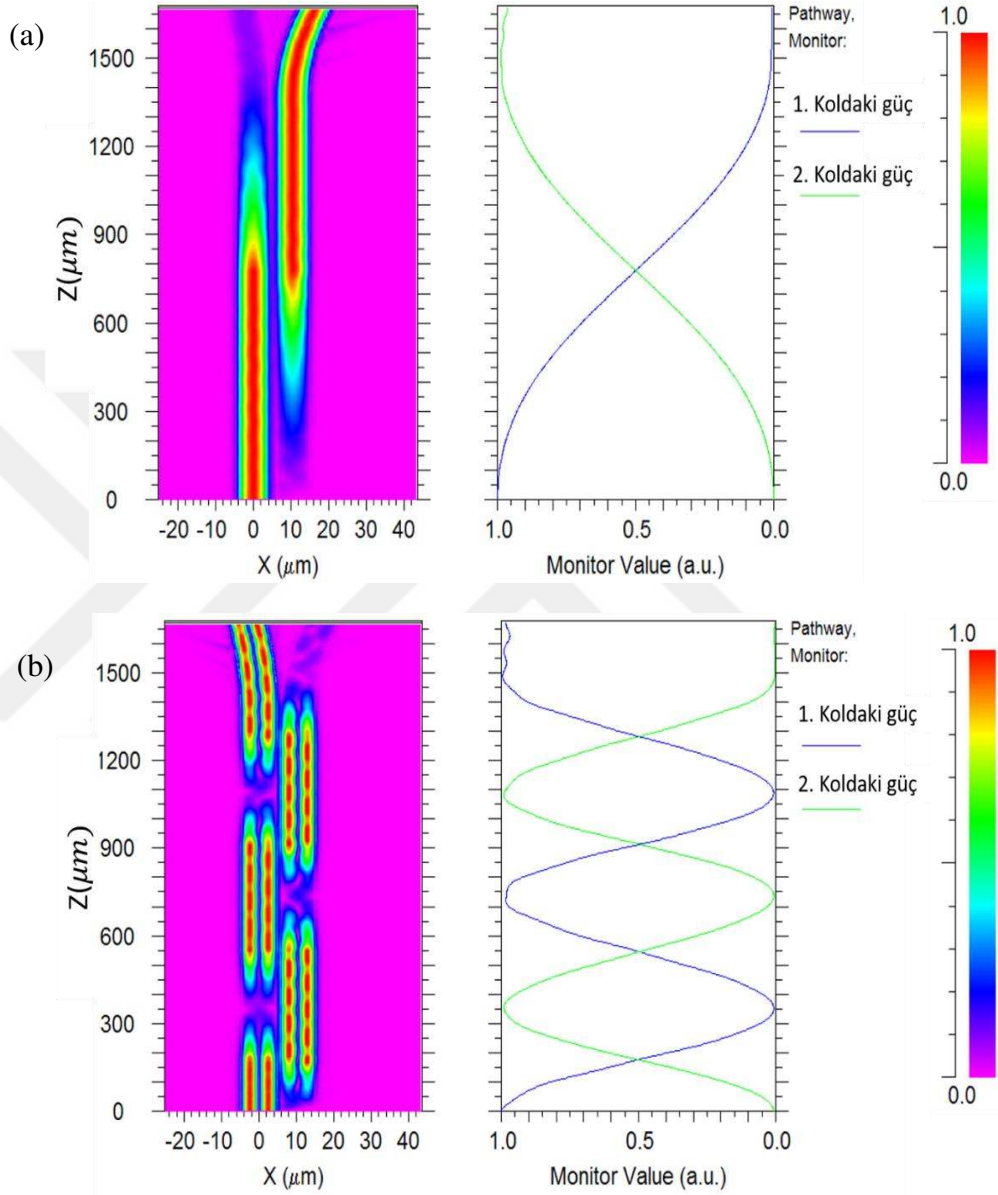
Şekil 4.13 8.8cm^{-1} γ değerinde (a) TE_0 ve (b) TE_1 kiplerinin ilerleme simülasyonu. Her iki kiplin de eşleşme uzunluklarının kayıp kazanç sabiti ile değiştiği ve çiftleyicinin kolları arasında asimetrik olarak ilerlediği görülmektedir

Şekil 4.13 incelendiğinde eşleşme uzunluklarının 8.8cm^{-1} γ değerinde çiftleyicinin kollarında ışığın asimetric olarak ilerlediği görülmektedir. Bu eşitlik 2.56a ve eşitlik 2.56b’de gösterildiği gibi PZ simetrisinin bir sonucudur. Bu şartlar altında eşleşme çiftleyicinin uzunluğunun $1500\text{ }\mu\text{m}$ olması durumunda kiplerin ayrılabilceği anlaşılmaktadır. Fakat Şekil 4.10’da görüleceği üzere çiftleyicinin eşleşme bölgesi dışında s büküm olarak isimlendirilen bölgesi bulunmaktadır. Bu bölgede TE_1 kipinin sönümlenen dalgasının TE_0 kipine oranla yüksek olması ayrılmış olan TE_1 kipinin geri eşleşmesine neden olmaktadır. Bu sebeple $1500\text{ }\mu\text{m}$ olarak hesaplanmış çiftleyicinin eşleşme uzunluğunun buralardan gelecek katkılardan dolayı daha kısa seçilmesi gerekmektedir. Şekil 4.14 çiftleyicinin eşleşme uzunluğunun optimizasyon çalışmasını göstermektedir.



Şekil 4.14 Eşleşme bölgesi uzunluğu optimizasyon çalışması. Farklı uzunluklarda çiftleyicinin çıkışında monitörler aracılığı ile alınan güç değerleri sayesinde en uygun eşleşme uzunluğu $1370\text{ }\mu\text{m}$ olarak belirlenmiştir.

Şekil 4.14 incelendiğinde en uygun eşleşme bölgesi uzunluğunun $1370 \mu m$ olduğu görülmektedir. Bu şartlar altında yapılan ışın ilerleme simülasyonuna ait sonuç Şekil 4.15’de verilmiştir.



Şekil 4.15 Tasarımı yapılan PZ simetrik çiftleyiciye ait ışın yayılım simülasyonu sonucu. (a) TE_0 kipi çiftleyicinin sağ kolunda ilerlerken (b) TE_1 kipi ise çiftleyicinin sol kolunda ilerlemektedir.

Sonuçlar incelendiğinde çiftleyicinin sonunda kiplerin farklı kollarda ilerlediği görülmektedir. Burada TE_1 kipi için %97 oranında ayrılma sağlanmıştır.

5. SONUÇ

Karmaşık potansiyeller ve PZ simetrisinin optikte uygulanabileceğinin keşfedilmesi ile birlikte tümleşik optikte çok çeşitli uygulamaların yapılmasına olanak sağlanmıştır. Ortamda gerçek ve sanal kırılma indisinin PZ simetrisi şartına uygun olarak kullanılması ile oluşturulan PZ simetrik sistemlerde deneysel olarak yapılan ilk çalışmalarda yönsel çiftleyici kullanılmış ve yönsel çiftleyicilerde eşleşme uzunluğunun ortamda bulunan kayıp kazanç değeri ile değiştiği gözlemlenmiştir (Rüter ve ark. 2010). Deneysel olarak ispatlanması ve Hermisyen sistemden farklı özelliklere sahip olduğunun gösterilmesi ile birlikte tümleşik optikte PZ simetrisinin uygulanmasına yönelik çalışmaların sayısı artmıştır. PZ simetrisinin boylamsal ve enlemsel kipler üzerindeki kontrolü tek boylamsal kipli halka lazerler (Hodaei ve ark. 2014), tek enlemsel kipli halka lazerlerin (Hodaei ve ark. 2014, Feng ve ark. 2014) deneysel olarak gösterimi sağlanmıştır. Yine PZ simetrisinin kipler üzerindeki etkisinden yararlanılarak geniş alana sahip tek kipli lazerlerin analitik tasarımı (Miri ve ark., 2012) ve deneysel çalışmaları (Yao R., 2017) gerçekleştirilmiştir. Ayrıca PZ simetrisinin kiplerin eşleşme uzunluğu üzerindeki etkisinden yararlanılarak gerçekleştirilmiş Mach-Zehnder modülatörü (Nazari ve ark., 2018) uygulaması da bulunmaktadır. Yarı iletken lazerlerde kip kontrolünün sağlanmasından farklı olarak yine PZ simetrik yapılar kullanılarak ışığın durdurulması (Goldzak T., 2018), karşılıklı olmayan (non-reciprocal) yapılar (Choi Y. ve ark. 2017), fotonik kristaller (Turduev M., 2015), fotonik örgüler (Makris K., 2008) gibi çeşitli çalışmalarda da PZ simetrisi kullanılmıştır. PZ simetrisinin oluşturduğu bu etkiler Hermisyen sistemlerde elde edilmesi kolay olmayan özelliklerin çok daha basit tasarımlarla elde edilmesini sağlamıştır.

Yarı iletken lazerlerde lazerlerin geometrisine bağlı olarak tek kipli ve çok kipli çalışan lazerler bulunmaktadır. Çok kipli lazerlerde kılavuzlanan kiplerin ayrıştırılmasının ise fiber optik iletişimde kapasitenin artırılmasına yönelik temel olarak görülen amaçlardan birisidir. (Berdague ve ark. 1982 , Veldhuis ve ark. 1996). Kiplerin ayrıştırılması için ise tümleşik optikte çeşitli yöntemler uygulanmaktadır. Farklı kılavuz genişliklerine sahip eklemler (Veldhuis ve ark. 1996), farklı geometrilere sahip yönsel çiftleyiciler (Ding Y. ve ark. 2013), şerit (strip) ve yarı (slot) dalga kılavuzları ile oluşturulan yönsel çiftleyiciler (Liao J. ve ark. 2016) gibi çalışmalar ile kiplerin ayrıştırılması sağlanmıştır.

Bu çalışmaların ortak özelliği olarak ise Hermisyen sistem kullanmaları ve kiplerin ayrıştırılması aşamasında etkin indis yöntemlerinin uygulanmasıdır.

Standart yarı iletken lazerlere göre farklı ışıma prensibi bulunan KÇ lazerler ise son 20 yıldır üzerinde çalışılan ve özellikle sensör uygulamalarında yaygın olarak kullanılan bir lazer çeşididir. Geniş ışıma dalga boyları seçeneği bulunan KÇ lazerler ile ilgili PZ simetrisinde yapılan çalışmalar ise oldukça kısıtlıdır. Bu çalışmada son yıllarda önemli çalışmaların yapıldığı PZ simetrisinin KÇ lazerlerde uygulamasını gerçekleştirdik. KÇ lazer dalga kılavuzlarında çeşitli geometrilerde desteklenen kipler ve bu kiplerin alan desenlerinin elde edilmesi ile başlanılan çalışmada PZ simetrik bir yönsel çiftleyici oluşturulmuştur. TE_0 ve TE_1 kiplerinin desteklendiği bu dalga kılavuzlarında temel amacımız kiplerin çiftleyici sonunda ayrılmasının sağlandığı bir kip ayırıcı tasarlanmasıdır. Tümlşik optikte boylamsal ya da enine kiplerin ayrılması amacıyla yapılan çok çeşitli yapılar vardır. Bu yapıların genel ortak özelliği ise, daha önce bahsedildiği gibi, etkin indis yöntemi kullanmalarıdır. Etkin indis yönteminin kullanılması ise oluşan aygıtların geometrilerinin karmaşık yapıda olmasını gerektirmektedir. Düz bir yönlü çiftleyici kullanarak böyle bir problemin çözülmesi kolay olmamaktadır. Uygun çözüm bulunsa dahi yalnızca tek bir geometride uygun şartların elde edilmesi ile olacaktır ve bu da beraberinde üretilecek tasarımlarda sınırlamalara neden olacaktır. Biz bu çalışmada literatürdeki çalışmalardan farklı olarak ilk kez kip ayırmak için mevcut yöntemlerden farklı olarak PZ simetrisini kullandık. Hermisyen bir düz yönsel çiftleyicide ışık çiftleyicinin kolları arasında simetrik olarak yayılırken, PZ simetrik bir yapıda ışık asimetric olarak yayılmaktadır. PZ simetrisinin bir başka etkisi ise ortamdaki kayıp kazanç değerinin değiştirilmesi ile kiplerin eşleşme uzunluğunun değişmesi ve bu değişimin farklı dereceden enine kiplerde farklı değişme miktarına neden olmasıdır. Bu değişim sayesinde tasarladığımız yönlü çiftleyicide TE_0 ve TE_1 kiplerinin eşleşme uzunluklarının oranı değiştirilerek uygun bir yönlü çiftleyicide kiplerin ayrıştırılması sağlanmıştır. Çalışma sırasında 8.8 cm^{-1} kayıp ve kazanç değerinde TE_0 kipi için çapraz eşleşme uzunluğu $1500 \mu\text{m}$, TE_1 kipi için düz eşleşme uzunluğu $750 \mu\text{m}$ bulunmuş ve eşleşme bölgesinin uzunluğu optimize edilmiş bir yönlü çiftleyicide bu kiplerin ayrılması sağlanmıştır. Çalışmada kiplerin analizi sonlu farklar öz kip çözücü yöntemi kullanılarak elde edilmiş, elde edilen sonuçlar teorik çıkarımlarda kullanılmıştır.

Yapılan tasarım ise sonlu farklar ışın ilerleme yöntemi kullanılarak doğrulanmıştır. Simülasyon sonucunda TE_1 kipiinin %97 oranında ayrıştırıldığı gösterilmiştir. Çalışmanın mevcut kip ayırıcılara göre üstünlüğü ise karmaşık geometrik yapılara ihtiyaç duymaması ve böylelikle üretiminin mevcut kip ayırıcılara göre çok daha basit olmasıdır. Bu araştırmanın devamı olarak yalnızca 2 enlemsel kipiin değil daha çok kipiilerin benzer yaklaşımlar ile ayrıştırılması üzerinde çalışılarak daha genel bir tasarımın yapılması sağlanabilir. Yine enlemsel kipiilerde uygulanan yaklaşımın bir benzeri de boylamsal kipiiler üzerinde uygulanarak dalga boyu ayırıcı gibi tasarımların da gerçekleştirilmesi sağlanabilir. Ayrıca yine farklı polarizasyona sahip (TE, TM) fakat aynı dereceden olan kipiilerin de yine eşleşme uzunluklarının farklı olmasından yararlanılarak polarizasyon ayırıcı tasarımı da PZ simetrisinin sağladığı özelliklerden yararlanılarak tasarlanabilir.

KAYNAKLAR

- Bender C. M., Boettcher S. 1998.** Real spectra in non-hermitian hamiltonians having PT symmetry. *Physical Review Letters*, 80(24), 5243–5246.
- Berdagué S., Facq, P. 1982.** Mode division multiplexing in optical fibers. *Applied Optics*, 21(11).
- Cathabard O., Teissier R., Devenson J., Moreno J.C., Baranov, A.N. 2010.** Quantum cascade lasers emitting near 2.6 μm . *Applied Physics Letters*. 96 (14): 141110.
- Clauberg R. and Von Allmen P. 1991.** Vectorial beam propagation method for integrated optics. *Electron. Lett.* 27, 654.
- Choi Y., Hahn C., Yoon J. W., Song S. H., Berini P. 2017.** Extremely broadband, on-chip optical nonreciprocity enabled by mimicking nonlinear anti-adiabatic quantum jumps near exceptional points. *Nature Communications*, 8:, 1–9
- Christodoulides D. N., Miri M. 2014.** Parity-Time and Supersymmetry in Optic. SPIE, 9162(9162P-1)
- Ding, Y., Xu J., Da Ros F., Huang B., Ou, H. Peucheret C. 2013.** On-chip two-mode division multiplexing using tapered directional coupler-based mode multiplexer and demultiplexer. *Optics Express*, 21(8).
- El-Ganainy R., Makris K. G., Christodoulides D. N., Musslimani Z. H., 2007.** Theory of coupled optical PT-symmetric structures. *Optics Letters*, 32(17).
- Faist, J., Capasso F., Sivco D.L., Sirtori C., Hutchinson A.L., Cho A.Y. 1994.** Quantum Cascade Laser. *Science* , 264, 553
- Gupta S. K., Zou Y., Zhu X., Lu M., Zhang L., Liu, X. 2018.** Parity-time Symmetry in Non-Hermitian Complex Media. *Advanced materials* , 1–70.
- Griffiths D. J. 2004.** Introduction to quantum mechanics. Pearson Prentice Hall, New Jersey USA, 423 pp

- Goldzak T., Mailybaev A. A., Moiseyev N. 2018.** Light Stops at Exceptional Points. *Physical Review Letters*, 120(1):, 13901
- Hadley G. R. 1991.** Transparent boundary condition for the beam propagation method. *Opt. Lett.* 16, 624.
- Hadley G. R., 1992.** Wide-angle beam propagation using Pade approximant operators”, *Optics Letters* 17, 1426.
- Huang, W.-P. 1994.** Coupled-mode theory for optical waveguides: an overview. *Journal of the Optical Society of America A*, 11(3).
- Keskinden S. ve Aydinli A., 2019.** PT-symmetric transverse mode splitting in coupled quantum cascade lasers. *Journal of Modern Optics*, 66:20, 1984-1989.
- Liao J., Zhang L., Liu M., Wang L., Wang W., Wang G., Ruan C., Zhao W., Zhang W. 2016.** Mode Splitter Without Changing the Mode Order in SOI Waveguide. *IEEE Photonics Technology Letters*, 28(22):, 2597–2600
- Liu J. 2005.** Photonic Devices. Cambridge University Press, New York USA, 1052 pp.
- Makris K. G., El-Ganainy R., Christodoulides D. N., Musslimani Z. H. 2008.** Beam dynamics in PT symmetric optical lattices. *Physical Review Letters*, 100(10):, 1–4
- Pedrola G. L. 2016.** Beam propagation method for design of optical waveguide devices. John Wiley & Sons, West Sussex UK, 381
- Pollock C., Lipson M. 2003.** Integrated Photonics. Kluwer Academic Publishers. Berlin Germany 376 pp.
- Rahman B. M. A., 1995.** Finite Element Analysis of Optical Waveguides. *Progress In Electromagnetics Research*, Vol. 10, 187-216.
- Rao H., Scarmozzino R., and Osgood R. M. 1999.** A bidirectional beam propagation method for multiple dielectric interfaces. *Photon. Technol. Lett.* 11,830.

- Razeghi M. 2009.** High-performance InP-based mid-IR quantum cascade lasers. *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*. 15(3):, 941–951.
- Richardson D. J., Fini J. M., Nelson L. E. 2013.** Space-division multiplexing in optical fibres. *Nature Photonics*, 7(5):, 354–362
- Rüter C. E., Makris K. G., El-Ganainy R., Christodoulides D. N., Segev, M. Kip, D. 2010.** Observation of parity-time symmetry in optics. *Nature Physics*, 6(3):, 192–195.
- Scarmozzino R. and Osgood R. M. 1991.** Comparison of finite-difference and Fourier-transform solutions of the parabolic wave equation with emphasis on integrated-optics applications. *J. Opt. Soc. Amer. A* 8, 724
- Scarmozzino R., Gopinath A., Pregla R., and Helfert S. 2000.** Numerical Techniques for Modeling Guided-Wave Photonic Devices. *J. Selected Topics in Quantum Electronics* 6, 150.
- Schrödinger, E. 1926.** Schroedinger1926c.pdf. *Physical Review*, , 1049–1070.
- Sirtori, C., Dhillon, S., Faugeras C., Vasanelli A. and Marcadet X. 2006,** Quantum cascade lasers: The semiconductor solution for lasers in the mid- and far-infrared spectral regions. *phys. stat. sol. (a)*, 203: 3533-3537.
- Stern M. S., 1995.** Finite Difference Analysis of Planar Optical Waveguides. *Progress In Electromagnetics Research*, Vol. 10, 123-186.
- Tredicucci A. 2005.** Quantum Cascade Lasers. *Encyclopedia of Condensed Matter Physics*, 12(6):, 1–9.
- Turduev M., Botey M., Giden, I., Herrero R., Kurt H., Ozbay, E., Staliunas, K. 2015.** Two-dimensional complex parity-time-symmetric photonic structures. *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics*, 91(2):, 1–6
- Veldhuis, G. J., Berends, J. H., Lambeck, P. V. 1996.** Design and characterization of a mode-splitting ψ -junction. *Journal of Lightwave Technology*, 14(7).

- Walther, C., Fischer, M., Scalari, G., Terazzi, R., Hoyler, N., Faist, J. 2007.** Quantum cascade lasers operating from 1.2 to 1.6 THz. *Applied Physics Letters*. 91(13): 131122.
- W.P. Huang and C.L. Xu, 1993.** Simulation of three-dimensional optical waveguides by a full-vector beam propagation method. *J. Quantum Electron.* 29, 2639.
- Yao A. R., Lee C., Podolskiy V., Guo W. 2019.**Electrically Pumped Single Transverse-Mode Coupled Waveguide Laser by Parity-time (PT) Symmetry. *Laser photonics review*, 13, 1800154
- Yee K.S. 1996.** Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in iso- tropic media. *IEEE Transaction on Antennas and Propagation* 14, 302–307.
- Yevick D. and Glasner M., 1989.** Analysis of forward wide-angle light propagation in semiconductor rib waveguides and integrated-optic structures. *Electron. Lett.* 25, 1611.
- Yevick D. and Hermansson B. 1990.** Efficient beam propagation techniques. *J. Quantum Electron.* 26, 109 (1990).
- Zhu Z. and Brown T.G. , 2002.** Full-vectorial finite-difference analysis of microstructured optical fibers. *Opt. Express*, 10, 853–864

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı :Sercan KESKİNDEN
Doğum Yeri ve Tarihi :01.01.1992 / BURSA
Yabancı Dili :İNGİLİZCE

Eğitim Durumu

Lise :Bursa Çelebi Mehmet Lisesi / 2005 - 2009
Lisans :Hacettepe Üniversitesi Fizik Müh. Bölümü /2010-2016
Çalıştığı Kurumlar ve Yıl :Durmazlar Makine A.Ş / 2019 -
İletişim (e-posta) :sercankeskinden@gmail.com.tr

Yayınları

Keskinden S. ve Aydınli A., 2019. PT-symmetric transverse mode splitting in coupled quantum cascade lasers. *Journal of Modern Optics*, 66:20, 1984-1989.